T H E S E présentée

pour l'obtention

du

DIPLOME de DOCTEUR de 3e CYCLE

à

L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE
- Paris 6 -

spécialité : PHYSIQUE

mention : Physique des Gaz et des Plasmas

par M Mohamed CHAKER

Sujet de la thèse : "ETUDE D'UNE DECHARGE CREEE PAR UNE ONDE DE SURFACE"

soutenue le 8 Mai 1981 **devant la Commission composée de :**

M M. FOURRIER **Président**

M G. BRET **examinateur**

M J.L. DELCROIX «

M H. DOUCET «

M Ph. LEPRINCE «

T H E S E présentée

pour l'obtention

du

DIPLOME de DOCTEUR de 3e CYCLE

à

L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE
- Paris 6 -

spécialité : PHYSIQUE

mention : Physique des Gaz et des Plasmas

par M Mohamed CHAKER

Sujet de la thèse : "ETUDE D'UNE DECHARGE CREEE PAR UNE ONDE DE SURFACE"

soutenue le 8 Mai 1981 devant la Commission composée de :

M M. FOURRIER Président

M G. BRET examinateur

M J.L. DELCROIX «

M H. DOUCET «

M Ph. LEPRINCE «

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Je remercie Monsieur le Professeur J.L. DELCROIX qui m'a accueilli dans son laboratoire et qui accepte de juger ce travail.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur Ph. LEPRINCE qui a guidé ce travail et m'a prodigué avec beaucoup de disponibilité, aide et conseils au cours de ces deux années.

Messieurs G. BRET, H. DOUCET et M. FOURRIER ont bien voulu faire partie du jury, je les en remercie respectueusement.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur W.P. ALLIS pour les conseils qu'il m'a donnés et le vif intérêt qu'il a manifesté pour mon travail.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur E. BLOYET de m'avoir par sa compétence et sa gentillesse, permis d'accomplir la partie expérimentale de ce travail dans les meilleures conditions.

Je tiens également à remercier Monsieur J. MAREC avec qui j'ai eu de nombreuses discussions très fructueuses.

Il me reste à remercier les membres du personnel administratif qui ont fait preuve à mon égard de beaucoup de gentillesse et enfin tous ceux qui m'ont témoigné leur amitié.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547321_0028

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION..... 1

CHAPITRE I : DECHARGES MICRO ONDE..... 2

1. CLAQUAGE EN PRESENCE D'UN CHAMP ELECTROMAGNETIQUE..... 2

1.1. Amorçage contrôlé par diffusion..... 5

1.1.a. $\nu_m << \omega$..... 5

1.1.b. $\nu_m >> \omega$..... 6

2. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX..... 7

2.1. Cavité..... 7

2.1.a. Stabilité et couplage de l'énergie.... 7

2.1.b. Plasma créé sur une résonance propre de la cavité..... 9

2.1.c. Plasma entretenu sur des résonances propres du plasma.....11

2.1.d. Influence des couplages entre les résonances sur le fonctionnement H.F....11

2.1.e. Quelques résultats expérimentaux.....12

2.2. Excitation avec une structure à onde progressive.....12

2.3. Plasmas créés ou entretenus sur un mode propre du plasma.....14

3. CONCLUSION.....17

CHAPITRE II : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX.....20

1. EXCITATION A 2 450 MHz.....20

1.1. Générateur.....20

1.2. Surfaguide I.....24

1.2.a. Description.....24

1.2.b. Couplage.....24

1.3. Surfaguide II.....27

1.3.a. Description.....27

1.3.b. Couplage.....29

2. EXCITATION A 210 MHz.....30
2.1. Générateur.....30
2.2. Surfatron.....30
2.2.a. Description.....30
2.2.b. Couplage.....31
3. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX.....31
3.1. Excitation à 2 450 MHz.....31
3.2. Excitation à 210 MHz.....34
3.3. Technique de mesure de la densité électronique.36
3.3.a. Onde créatrice.....36
3.3.b. Onde de mesure.....40
CHAPITRE III : ETUDE THEORIQUE DE LA DECHARGE.....42
1. ONDE DE SURFACE.....43
1.1. Equation de dispersion.....44
1.1.a. Théorie.....44
1.1.b. Résultats numériques.....48
1.2. Champs électriques.....51
1.2.a. Milieu 1 : PLASMA.....51
1.2.b. Milieu 2 et 3 : Diélectrique et extérieur.....57
1.2.c. Influence de la fréquence de l'onde...59
1.3. Energie.....61
1.3.a. Théorie.....61
1.3.b. Résultats numériques.....63
1.4. Vitesse de phase et vitesse de groupe.....66
1.5. Atténuation.....69
1.6. Influence du profil radial de la densité électronique.....73
1.7. Conclusion.....76
2. CREATION D'UN PLASMA PAR UNE ONDE DE SURFACE.....78
3. DISTRIBUTION RADIALE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE EN REGIME STATIONNAIRE.....81

4. DISTRIBUTION LONGITUDINALE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE ET DE LA PUISSANCE DE L'ONDE EN REGIME STATIONNAIRE..... 82
4.1. Hypothèse..... 83
4.2. Méthode de calcul du profil longitudinal..... 84
4.3. Pente de la courbe de n = f(z)..... 86
4.3.a. Influence de la fréquence de collision effective..... 90
4.3.b. Influence du rayon du tube à plasma... 91
4.3.c. Influence de la fréquence de l'onde... 91
4.4. Densité à l'origine..... 93
4.5. Variation des champs et de l'énergie électriques dans le plasma..... 94
4.6. Conclusion..... 94

CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPRETATION..... 97

1. PROFIL LONGITUDINAL DE LA DENSITE ELECTRONIQUE..... 97
1.1. Considérations générales..... 97
1.2. Influence de la puissance incidente.....100
1.3. Influence de la pression.....100
1.4. Influence du rayon.....102
1.5. Influence du gaz.....104
1.6. Influence de la fréquence de l'onde.....104

2. ETUDE DE LA VARIATION DE θ EN FONCTION DES PARAMETRES EXTERIEURS.....108
2.1. Calcul de θ.....108
2.2. Résultats expérimentaux.....110

3. FREQUENCE DE COLLISION EFFECTIVE ET TEMPERATURE ELECTRONIQUE.....116
3.1. Calcul de la fréquence de collision effective..116
3.2. Etude de la fréquence de collision effective...116
3.3. Température électronique.....121

4. VARIATION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE AU NIVEAU DU GAP ET DE LA LONGUEUR DU PLASMA.....123
4.1. Densité électronique au niveau du gap.....123
4.2. Longueur du plasma.....128

5. ETUDE DU BILAN ENERGETIQUE.....129
5.1. Calcul de la fréquence d'ionisation $\overline{\nu}_i$.....132
5.2. Détermination de W_i.....134

CONCLUSION.....138

APPENDICES.....140
1. EQUATION DE DISPERSION.....140
2. CALCUL DE LA FREQUENCE DE COLLISION EFFECTIVE.....148
BIBLIOGRAPHIE.....150

o o
o

INTRODUCTION

Ce travail se situe dans le cadre général de l'étude théorique et expérimentale d'un plasma créé par une onde de surface.

Depuis quelques années, le domaine d'application de ce type de décharge s'est élargi. En effet, leur intérêt pour la chimie des plasmas et pour les sources spectroscopiques a été prouvé. Tout dernièrement, il a été montré que ce plasma peut être utilisé d'une façon très efficace comme source d'ions. Pour ces raisons, il est intéressant d'étudier les caractéristiques de tels plasmas.

Tout d'abord, nous faisons brièvement le point de ce qui a été réalisé dans le domaine des décharges micro-onde. Ceci va nous permettre de situer et de montrer l'intérêt de celles créées par une onde de surface par rapport aux décharges micro-onde classiques. Les coupleurs permettant la création et l'entretien d'un tel plasma sont ensuite décrits.

L'étude du plasma créé par une onde de surface nécessite la connaissance des caractéristiques de cette onde et du transfert de son énergie au plasma. En faisant l'hypothèse que la puissance absorbée sur une longueur donnée du plasma est proportionnelle au nombre d'électrons créés sur cette même longueur, un modèle théorique a été ainsi élaboré.

Cette modélisation conduit à la détermination des profils longitudinaux de la densité électronique et de la puissance de l'onde en fonction des divers paramètres extérieurs.

Afin de tester la validité de ce modèle, une étude expérimentale a été effectuée.

o o
o

CHAPITRE I

DECHARGES MICRO-ONDE

La création de plasmas en utilisant de l'énergie électromagnétique, soit par décharge R.F., soit par décharge micro-onde remonte à plusieurs années. Cette distinction est liée à la longueur d'onde du champ électromagnétique appliqué ; si cette longueur d'onde est de l'ordre ou plus petite que les dimensions du plasma, on parle de décharge micro-onde ; si elle est sensiblement plus grande, on parle de décharge R.F.

Le couplage du champ R.F. est réalisé par self-inductance ou par capacité. Le couplage micro-onde se fait soit par cavité résonnante, soit en utilisant une structure à onde progressive, soit à l'aide d'un coupleur excitant les modes plasmas.

Dans ce chapitre, nous faisons le point de ce qui a été réalisé dans le domaine des décharges micro-onde en ce qui concerne :

- Le claquage en présence d'un champ électromagnétique,
- Le mode de fonctionnement des décharges micro-onde citées auparavant.

1. CLAQUAGE EN PRESENCE D'UN CHAMP ELECTROMAGNETIQUE

Cette étude a été faite d'une façon très précise par Mac Donald (1). Nous reprenons ici quelques résultats importants :

Considérons le mouvement des électrons sous l'action d'un champ électrique appliqué de la forme :

$$E = E_o \cos \omega t \qquad (I.1.1)$$

Une étude précise de ce phénomène nécessiterait une description statistique faisant intervenir la fonction de distribution des vitesses des électrons. Cependant la considération d'un gaz électronique idéalisé où les électrons ont tous les mêmes caractéristiques permet d'obtenir des résultats grossiers et d'avoir une approche "physique" des phénomènes.

L'électron est soumis à deux forces :

- Une force électrique $F = eE_o \cos \omega t$
- Une force de frottement due aux collisions entre les électrons et les neutres $F_c = m \nu_m v$ (ν_m, la fréquence de collision des électrons avec les neutres).

En partant de l'équation linéarisée de conservation de la quantité de mouvement pour les électrons (les ions pouvant être en général considérés comme fixes dans le champ E), l'énergie moyenne gagnée par unité de temps par un électron sous l'effet du champ s'écrit :

$$P = \frac{e^2}{m} \frac{\nu_m E_o^2}{\nu_m^2 + \omega^2} \qquad (I.1.2)$$

Ceci montre que l'électron ne peut acquérir de l'énergie dans un champ électrique haute fréquence que par l'intermédiaire des collisions avec les neutres. En effet, en l'absence de collisions, l'électron ne reçoit en moyenne aucune énergie du champ électrique ; il oscille en quadrature avec ce dernier et seule une collision avec une molécule peut modifier de façon aléatoire la phase du mouvement.

Les paramètres qui déterminent le claquage sont :

- Le champ électrique et sa fréquence f. $f = \frac{c}{\lambda}$ où λ est la longueur d'onde dans le vide,
- La pression du gaz, par conséquent le libre parcours moyen ℓ des électrons et la fréquence de collision ν_m,

- Les dimensions radiale r et longitudinale d du tube à décharge.

Suivant les valeurs relatives de ces paramètres, on peut distinguer plusieurs types de décharges :

Ainsi à des pressions très basses ($\ell > d,r$), les effets secondaires au niveau des parois sont déterminants à l'amorçage. Pour des dimensions du tube de l'ordre de quelques centimètres, cette condition est satisfaite pour des pressions inférieures à 10^{-2} torr. Il existe, dans ce cas, une fréquence de coupure f_c, au-dessous de laquelle on ne peut amorcer la décharge, donnée par une loi purement empirique :

$$f_c = \frac{8.10^7}{d} \qquad d \text{ est en cm et } f_c \text{ en Hz}$$

Pour des pressions moyennes ou élevées ($\ell < d,r$), on distingue deux cas suivant les valeurs de l'amplitude x des oscillations électroniques (x étant proportionnelle à $\frac{eE_o}{m\omega\nu_m}$ ou $\frac{eE_o}{m\omega^2}$ selon que $\nu_m >> \omega$ ou $\nu_m << \omega$).

- $x > d,r$: Cette condition peut donc être réalisée pour des fréquence f ($f = \frac{\omega}{2\pi}$) très faibles. Dans ce cas, le nuage des électrons est conduit aux parois à chaque demi période et un processus d'émission secondaire est nécessaire pour entretenir la décharge.

- $x < d,r$: C'est le cas le plus fréquent. Il concerne plus particulièrement notre expérience. En effet, dans notre cas, le libre parcours moyen pour une collision électron-neutre est bien inférieur au diamètre du plasma et x est petit devant d et r compte tenu des hautes fréquences utilisées. Dans ce qui suit, nous allons rappeler les caractéristiques de ce type d'amorçage connu sous le nom d'amorçage contrôlé par diffusion.

1.1. AMORCAGE CONTROLE PAR DIFFUSION

L'apparition de la décharge stationnaire est conditionnée par deux processus, d'une part l'augmentation de la concentration des électrons due à l'ionisation du gaz et d'autre part sa diminution due à la diffusion (les pertes par recombinaison étant le plus souvent négligeables sauf dans le cas des densités de charges élevées).

L'amorçage est défini par l'égalité suivante :

$$\nu_i = \frac{D_e}{\Lambda^2} \qquad \text{(I.1.3)}$$

où ν_i est la fréquence d'ionisation

D_e le coefficient de diffusion des électrons donné par :

$$D_e = \frac{kT_e}{m\nu_m} \qquad \text{(I.1.4)}$$

T_e étant la température électronique

Λ la longueur de diffusion du mode fondamental qui s'écrit dans une cavité cylindrique :

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{h}\right)^2$$

R étant le rayon et h la hauteur de la cavité

Suivant la valeur de la fréquence de collision ν_m, deux cas se présentent :

1.1.a. $\nu_m \ll \omega$

Les collisions sont peu nombreuses et, en première approximation, on peut admettre que toute l'énergie transférée aux électrons sert à ioniser d'où :

$$P = \nu_i e V_i \qquad \text{(I.1.5)}$$

En combinant les équations (I.1.2), (I.1.3), (I.1.4) et (I.1.5), le champ d'amorçage s'écrit alors :

$$E_o = \frac{\omega V_i}{\nu_m \Lambda} \qquad (I.1.6)$$

On remarque que lorsque ν_m croît à ω constant, c'est-à-dire quand la pression croît, E_o décroît.

1.1.b. $\nu_m >> \omega$

A haute pression, les pertes d'énergie des électrons par collisions élastiques et inélastiques (non ionisantes) croîssent. Par conséquent, P s'exprime par :

$$P = \alpha V_e \nu_m \qquad (I.1.7)$$

α indique la proportion de l'énergie V_e que perd un électron à chaque collision.
De la même façon que précédemment, nous calculons le champ d'amorçage :

$$E_o \simeq \left(\frac{m}{e} \alpha V_e\right)^{1/2} \nu_m \qquad (I.1.8)$$

Dans ce cas, E_o croît avec la pression.

Les courbes donnant E_o en fonction de la pression p passent donc par un minimum, ce dernier correspondant approximativement à $\nu_m = \omega$.

Lorsque le régime stationnaire est établi, pour ce type de décharge, la diffusion libre des électrons est remplacée par la diffusion ambipolaire qui est beaucoup plus petite. Les champs d'entretien sont alors beaucoup plus faibles.

Cette étude du claquage suppose que le champ électrique est appliqué simultanément en tout point de la zône où l'on crée le plasma. Ceci est en général vérifié pour toutes les structures classiques utilisées dans le cas des décharges H.F. ou micro-onde. Cependant dans notre expérience, ceci n'est vrai qu'au niveau du coupleur. En effet, comme nous le verrons dans le cadre

de l'étude de la création d'un plasma par une onde de surface, l'amorçage du plasma, en dehors du coupleur, est régi par d'autres mécanismes.

2. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Il ne sera pas possible de décrire tous les dispositifs expérimentaux permettant d'obtenir une décharge micro-onde, nous donnerons ici seulement quelques exemples.

2.1. CAVITE

Un plasma peut être créé ou entretenu suivant que le champ est excité sur une résonance d'une cavité ou sur des résonances du plasma (4), (3). A titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure (I.2.1) la cavité utilisée dans la référence (4). Elle consiste en un guide d'onde cylindrique ayant le même axe que le tube à plasma. Le guide cylindrique est terminé d'un côté par un court-circuit fixe et de l'autre par un court-circuit variable, permettant ainsi de modifier les dimensions de la cavité. L'énergie H.F. est couplée au système plasma-cavité à l'aide d'une antenne.

2.1.a. Stabilité et couplage de l'énergie

Théoriquement, on peut expliquer le fonctionnement d'une telle décharge au moyen d'un bilan énergétique, la puissance absorbée par le plasma devant être égale aux pertes.

La puissance absorbée est donnée par :

$$P_{abs} = \frac{1}{2} \text{Ree} \int_V \sigma |E|^2 dV$$

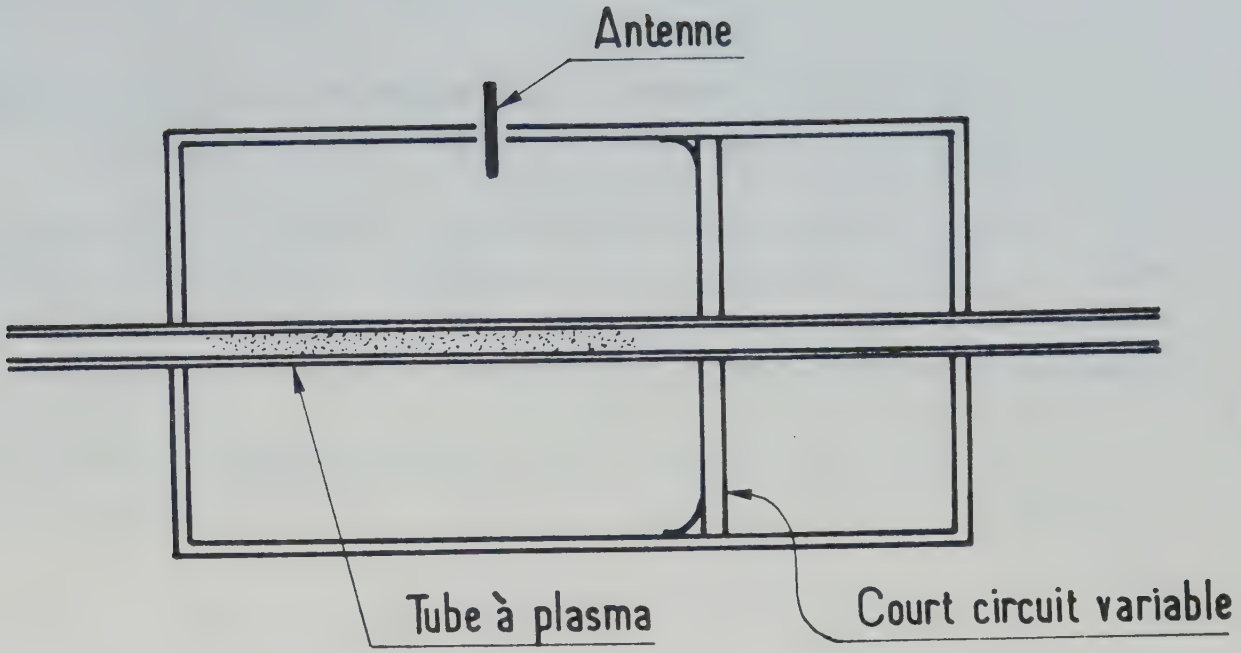

FIGURE (I.2.1) : Cavité utilisée par ASMUSSEN (4)

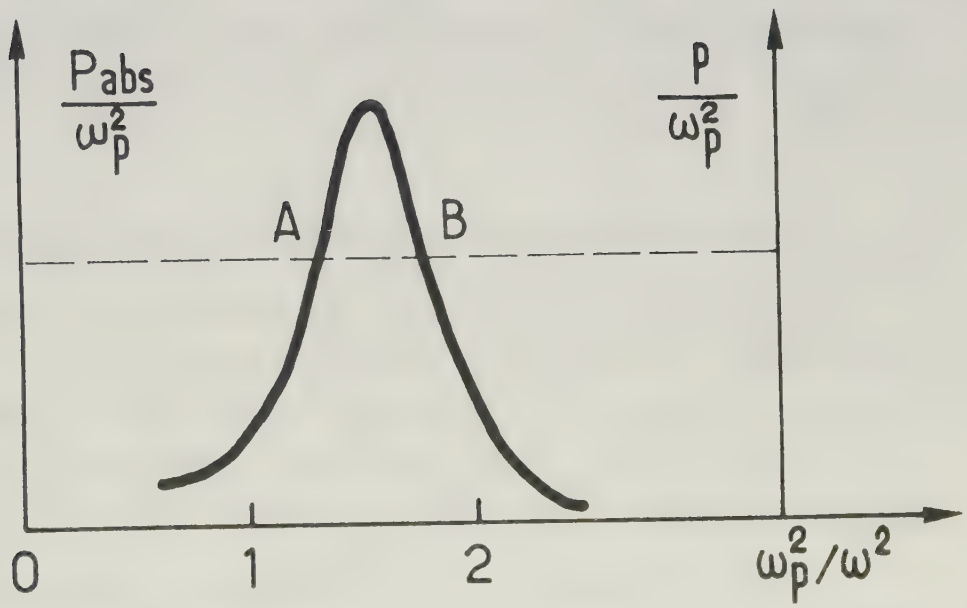

FIGURE (I.2.2) : Puissance absorbée (——) et pertes (---) en fonction de $\frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ (3)

σ, E, V étant respectivement la conductivité du plasma, le champ électrique dans le plasma, et le volume total du plasma.

Pour un champ électromagnétique appliqué, la puissance absorbée dépend d'une part des mécanismes qui régissent l'atténuation dans le plasma et d'autre part du couplage entre les champs à l'extérieur et à l'intérieur du plasma.

En outre, dans le cas d'une décharge à basse pression (théorie de la chute libre), les pertes sont exprimées par la relation (3) :

$$\mathcal{P} = (\omega_P^2 \frac{m}{e} \varepsilon_o)(\nu_i V_i + \beta T_e + \Sigma \nu_x V_x)$$

où βT_e représente les pertes des électrons et des ions sur les parois, $\Sigma \nu_x V_x$ l'énergie perdue par les électrons en excitation, et $\nu_i V_i$ celle perdue par ionisation.

L'égalité entre la puissance absorbée P_{abs} et les pertes $\mathcal{P}$ permet de définir les points de fonctionnement de la décharge. Comme on peut le voir sur la figure (I.2.2), il existe deux points de fonctionnement ; cependant on montre que seul le point B est stable (3). Le plasma se maintient donc à une densité égale ou légèrement supérieure à la densité de résonance.

2.1.b. Plasma créé sur une résonance propre de la cavité

En excitant la fréquence de résonance f_o d'une cavité, il y a amorçage à partir d'un certain niveau de puissance. Les densités électroniques du plasma obtenues sont en général faibles et une grande partie de la puissance incidence est réfléchie. Pour obtenir un plasma plus dense, on peut procéder de deux façons :

- Soit en augmentant la fréquence d'excitation f_o ; la densité maximum est alors obtenue quand les deux courbes (la puissance absorbée et la puissance donnant les pertes) sont tangentes (cf. fig. (I.2.3)).

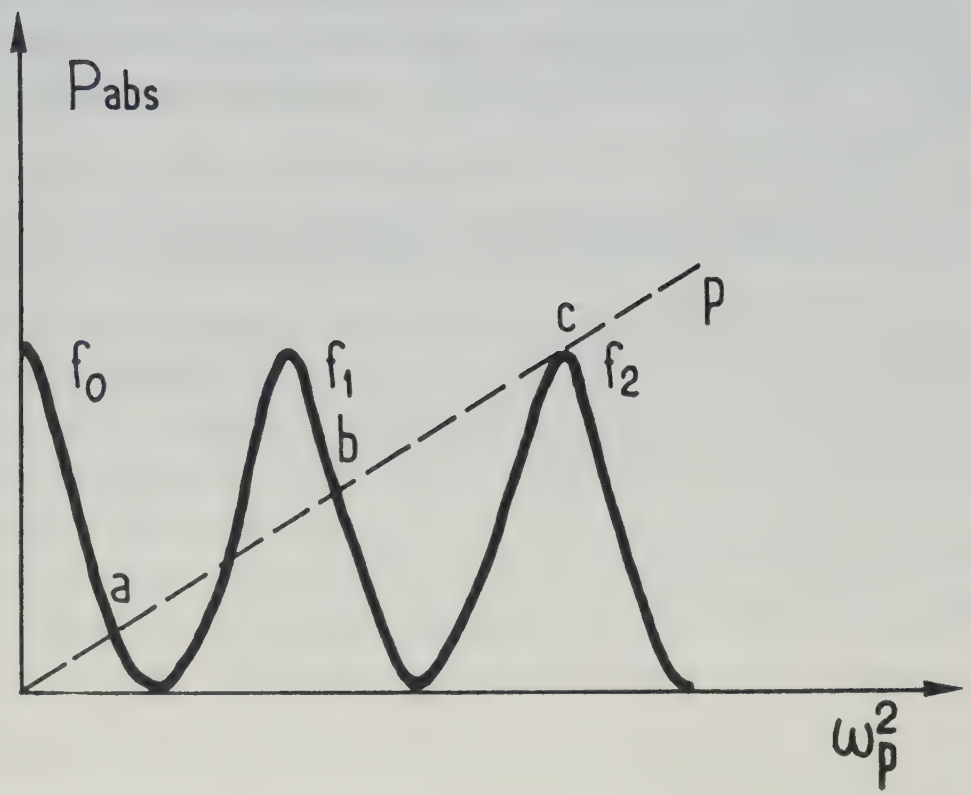

FIGURE (I.2.3) : Points de fonctionnement d'une décharge excitée sur une résonance de cavité pour diverses fréquences d'excitation $f_o<f_1<f_2$

- Soit en faisant varier la longueur de la cavité (3). On peut ainsi obtenir des plasmas dont la densité électronique est une dizaine de fois supérieure à la densité de coupure, mais, néanmoins, dans l'expérience qui a été décrite, seulement un tiers de la puissance incidente est absorbée par le plasma.

Les résonances obtenues, dans ce cas, sont celles d'une cavité électromagnétique perturbées par le plasma. Expérimentalement, elles dépendent du mode d'excitation et de la longueur de la cavité.

2.1.c. Plasma entretenu sur des résonances propres du plasma

Les résonances propres du plasma sont caractérisées par le fait qu'elles n'existent pas lorsque la densité électronique est nulle et ne permettent donc pas d'amorcer une décharge mais seulement de l'entretenir. Une source extérieure est donc nécessaire pour créer le plasma. Ces résonances sont bien connues (5). Elles sont relatives :

- soit à des modes à symétrie paire (m = 0, mode à symétrie azimutale, m = 2 mode quadripolaire...)
- soit à des modes à symétrie impaire (m = 1, mode dipolaire ou de Tonks Dattner,...).

2.1.d. Influence des couplages entre les résonances sur le fonctionnement H.F.

Lorsque les fréquences de résonance de la colonne de plasma et de la cavité sont voisines et si la configuration des champs est correcte, il existe des couplages entre ces résonances (7).

Il existe un intérêt à utiliser les couplages entre les modes plasma et les modes de la cavité, car près de ces couplages, l'énergie est concentrée dans la région du plasma. Pour obtenir une même densité électronique dans un volume donné, la puissance nécessaire est plus faible, dans le cas où il y a couplage entre les résonances, que dans le cas où seule la résonance de la cavité existe.

2.1.e. Quelques résultats expérimentaux

Expérimentalement, de tels plasmas ont été créés ou entretenus dans de nombreux gaz et pour une gamme de pression variant du millitorr à la pression atmosphérique.

Pour des pressions inférieures à 5 torr, de telles décharges ont été effectuées soit sur une résonance électromagnétique pure (2), soit sur une résonance de Tonks Dattner (9).

Pour des pressions plus élevées (de 10 à 500 torr), Asmussen (2) a obtenu un plasma d'argon en excitant entre autres le mode TE_{011} pour des puissances atteignant le kW. On note dans cet article que la puissance absorbée varie comme le flux de gaz et atteint une saturation pour des flux importants (500 cm^3/mn). Environ 90 % de la puissance incidente a pu être transférée au plasma en optimisant le flux, la pression et la longueur de la cavité.

Ces résultats expérimentaux ne sont donnés qu'à titre indicatif, étant donné le nombre considérable d'expériences réalisées pour ce type de décharge micro-onde.

2.2. EXCITATION AVEC UNE STRUCTURE A ONDE PROGRESSIVE

On peut également effectuer une décharge micro-onde, en utilisant une structure à onde progressive. De telles décharges ont été réalisées soit dans un guide d'onde (17), (18), soit à l'aide d'une structure à onde lente. Nous allons développer ici cette dernière.

Dans une telle structure, de larges volumes de plasma ont été produits. Ce dispositif utilisé par Bosisio (6), schématisé sur la figure (I.2.4), permet de transférer de l'énergie micro-onde au plasma.

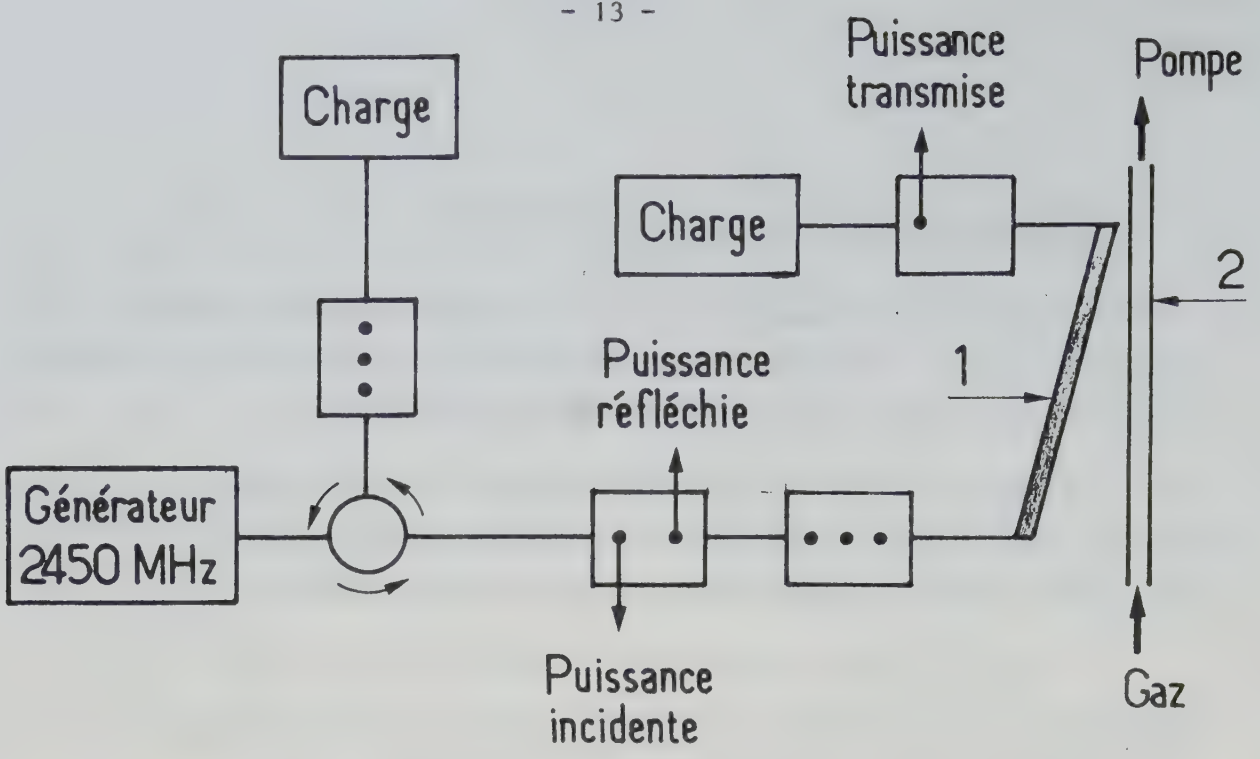

FIGURE (I.2.4) : Schéma du dispositif expérimental utilisé par Bosisio (6)
1 - structure à onde lente
2 - tube à plasma

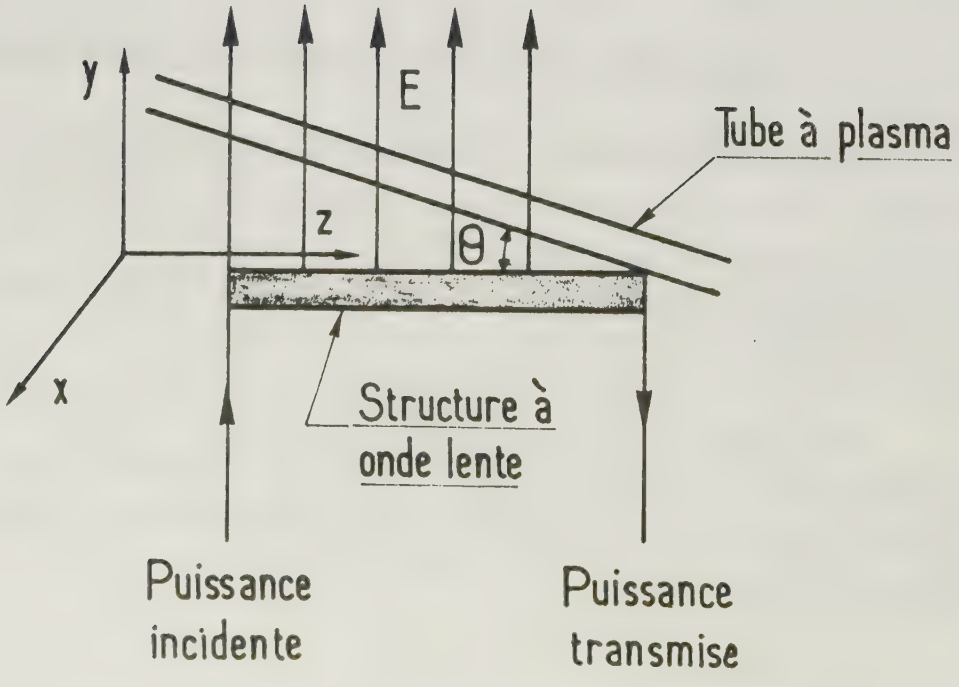

FIGURE (I.2.5) : Position du tube à plasma par rapport à la structure à onde lente

Une onde émise par un générateur à 2 450 MHz est transmise par guide rectangulaire à la structure à onde lente, le tube à plasma est placé à côté de cette dernière. La longueur du plasma, dans ce cas, est égale à celle de la structure.

Le champ électrique, cf. fig. (I.2.5), au niveau du tube a pour expression :

$$E = E_o \exp(-\beta y - \alpha z - j\beta z + j\omega t)$$

α : l'atténuation due au plasma dans la direction z

$e^{-\beta y}$: le terme relatif à la décroissance du champ électrique à partir de la structure dans la direction y perpendiculaire au sens de la propagation

β : la constante de propagation le long de z.

La valeur du champ électrique peut être ajustée, de telle manière que la puissance électromagnétique se dissipe uniformément le long du tube à plasma. Il suffit pour cela (cf. fig. (I.2.5)) que $(-\beta y - \alpha z)$ soit constant, ce qui est vérifié si l'angle θ entre la structure et le tube à plasma obéit à :

$$\theta = -\frac{dz}{dy} = \frac{\beta}{\alpha}$$

A priori, dans de telles conditions, le plasma doit être homogène longitudinalement. Mais cela n'a pas pu être vérifié du fait qu'aucune mesure des paramètres de la décharge n'a été effectuée.

La structure à onde lente a été utilisée pour créer et entretenir des plasmas pour différents gaz et des pressions comprises entre 1 torr et 1 000 torr. Son intérêt est de permettre la transmission de puissances élevées.

2.3. PLASMAS CREES OU ENTRETENUS SUR UN MODE PROPRE DU PLASMA

Les modes pouvant se propager le long d'une colonne de plasma ont fait l'objet de nombreuses études. L'excitation de ces

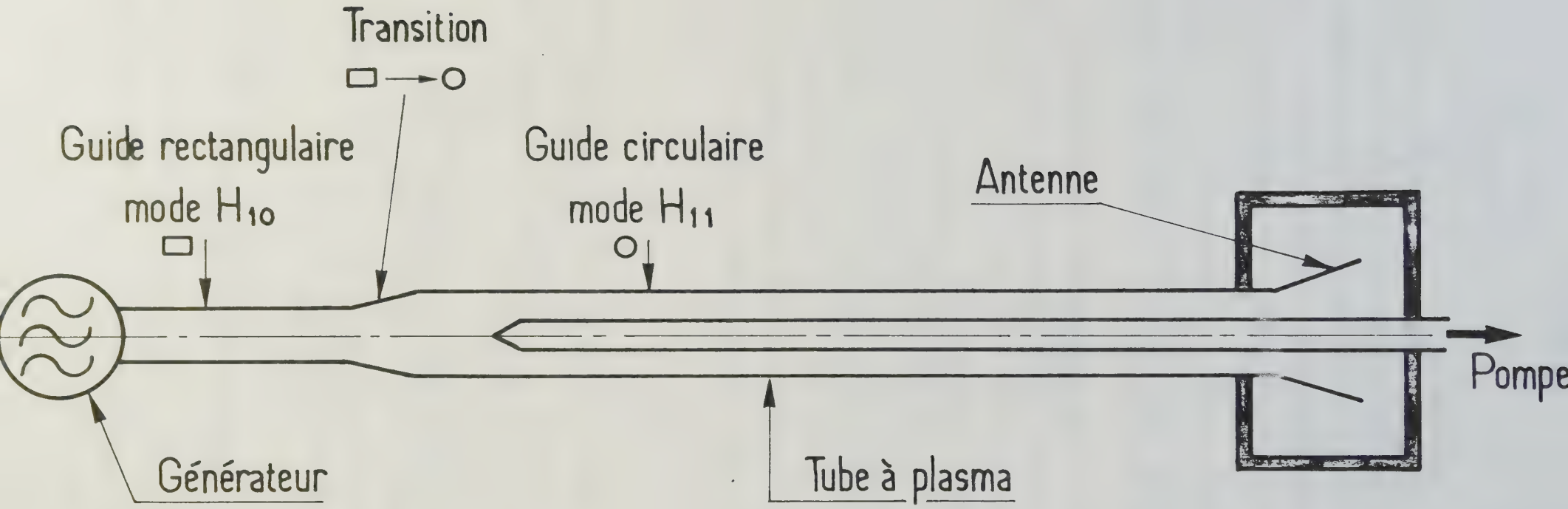

FIGURE (I.2.6) : Dispositif expérimental utilisé par Kampmann

modes, pour entretenir une décharge, a été réalisée au début à l'aide de cavités. Pour le mode dipolaire, Tuma (8), en excitant le mode TE_{011} dans une cavité résonnante, avait obtenu une colonne de plasma de 50 cm de long, la densité électronique étant de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} pour une fréquence de 3 000 MHz et pour une puissance incidente d'une centaine de watt soit un rapport $\frac{\omega_p}{\omega} \simeq 3$.

Pour le mode à symétrie axiale, Leprince (3) a obtenu, en excitant une fréquence de 500 MHz dans une cavité, une colonne de plasma de plusieurs dizaines de centimètres avec des valeurs de $\frac{\omega_p}{\omega}$ de l'ordre de 15.

Dans ces deux cas, il y a propagation d'une onde qui a été identifiée comme étant une onde de surface.

D'autres dispositifs tels le surfatron ou le surfaguide ont été utilisés depuis pour exciter l'onde de surface créatrice du plasma. Le champ électromagnétique régnant dans chacune de ces deux structures amorce la décharge. La configuration des champs au niveau du coupleur favorise, par la suite, la propagation d'une onde de surface présentant une symétrie azimutale ($m = 0$) qui, tout en se propageant, crée le plasma (10).

Ces coupleurs ont été utilisés dans notre expérience et seront étudiés dans le chapitre II. Ils permettent d'obtenir des plasmas très longs, et des densités électroniques élevées. Par exemple, Moisan (11) a obtenu dans un plasma d'argon à la pression atmosphérique, en utilisant un surfatron à 915 MHz, un rapport $\frac{\omega_p}{\omega}$ de l'ordre de 2.10^2 soit une densité électronique voisine de 4.10^{14} cm^{-3} pour une puissance de 270 W.

Un autre dispositif, utilisé par Kampmann (12) permet d'exciter une onde de surface dont le mode est, dans ce cas, dipolaire ($m = 1$). Ce dispositif est schématisé sur la figure (I.2.6). Pour une puissance incidente de 1,3 kW, les densités électroniques obtenues étaient telles que $\frac{n}{n_c} = 10$ soit $n = 3.10^{12}$ cm^{-3} dans un plasma d'hydrogène à 520 mT.

3. CONCLUSION

Depuis de nombreuses années, de nouvelles applications de ce type de décharges ont vu le jour, principalement dans le domaine des sources spectroscopiques, des décharges lasers et de la chimie des plasmas. Ces applications nécessitent l'obtention de plasmas dans un domaine très étendu de pressions et dans des volumes importants.

La structure à onde lente permet d'avoir de longues colonnes de plasmas dans un domaine suffisamment vaste de pressions et de puissances. Néanmoins, se posent les problèmes du rayonnement vers l'extérieur de la structure, de son encombrement mécanique et de la stabilité de ces plasmas.

Les cavités résonnantes présentent également un certain intérêt étant donné le grand domaine de pressions utilisable, mais les longueurs de plasmas obtenues sont de l'ordre des dimensions de la cavité. L'utilisation de la cavité pour exciter une onde de surface et obtenir ainsi de longues colonnes de plasma ne semble pas a priori très aisée.

L'excitation de cette onde de surface ne présente aucune difficulté avec le surfatron ou le surfaguide. On obtient ainsi, pour une gamme très étendue de pressions et de puissances, de longues colonnes de plasma dont la longueur dépend des paramètres de la décharge et non des dimensions de l'excitateur.

Les deux coupleurs sont complémentaires. Le surfatron est à large bande et le diamètre du plasma n'est pas limité par les dimensions de la structure. Le surfaguide permet quant à lui de transférer au plasma des puissances très élevées (quelques kW), ce qui n'est guère possible dans le cas du surfatron, compte tenu de la limitation en puissance des câbles coaxiaux.

Par ailleurs, l'étude de ces décharges a consisté le plus souvent à déterminer les conditions de claquage. L'influence sur

le plasma des paramètres extérieurs (pression, puissance,...) a été très peu étudiée en régime stationnaire. La difficulté réside dans la connaissance de la répartition des champs à l'intérieur du plasma et donc de la répartition des énergies, ainsi que dans celle de l'influence des champs sur les différentes caractéristiques du plasma.

Nous pouvons citer cependant les résultats obtenus, par différents auteurs (13), (14), (15), (16), dans une décharge en régime stationnaire de même nature que celle créée dans un surfaguide. Elle ne diffère de notre expérience que dans la mesure où l'onde de surface ne peut se propager, compte tenu de la limitation de la longueur du tube aux dimensions de l'excitateur. Une synthèse des résultats est reportée dans le tableau I. D'autres travaux seront cités dans le chapitre IV et ses résultats seront comparés à ceux obtenus dans notre expérience.

o o
o

référence	gaz	fréquence d'excitation (GHz)	puissance	pression en torr	rayon du tube en mm	densité électronique en cm^{-3}	commentaires
13	Argon	3.3	3-100 W	1-35	6	$(1-3).10^{12}$	La puissance absorbée est proportionnelle à la densité électronique moyenne $\bar{n}$
14	Néon	3.2	3-100 W	3-30	6	$(1,3-12).10^{12}$	La température électronique est indépendante de la puissance ; à pR donnée T_e est du même ordre de grandeur que dans une colonne positive
15	Argon	10	50-200 W/cm^3	6-80	1.5	$(4-15).10^{13}$	La fonction de distribution est maxwellienne jusqu'à la région des collisions inélastiques où elle décroît plus rapidement
16	Argon	10	30 W	1-100	1.5	$(1-10).10^{13}$	Même remarque que dans la référence (14). En outre T_e est indépendante de la fréquence d'excitation
	Néon			6-100		$(1-6).10^{13}$	
	Hélium			10-50		$(1-2).10^{13}$	

TABLEAU I

CHAPITRE II

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Dans ce chapitre, nous décrivons les différents excitateurs utilisés pour créer et entretenir le plasma, d'une part le surfaguide pour l'excitation à 2 450 MHz et d'autre part le surfatron pour celle à 210 MHz. Nous faisons ensuite une description de l'ensemble des dispositifs expérimentaux ainsi que des différentes techniques de mesure utilisées.

1 . EXCITATION A 2 450 MHz

1.1. GENERATEUR

La production des ondes centimétriques est réalisée par un générateur (THOMSON CSF GHF 1212) dont l'élément principal est un magnétron qui oscille à 2 450 MHz et qui fournit une puissance maximum de 5 kW. Cette énergie est transmise par guide rectangulaire ($a \times b = 8.6 \times 4.3$ cm^2) au coupleur dit surfaguide. Dans le guide se propagent des ondes progressives dont la longueur d'onde de coupure λ_c, longueur d'onde maximum pouvant se propager, est déterminée par :

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}}$$ où m et n sont des nombres entiers

La longueur d'onde électromagnétique émise étant :

$$\lambda = \frac{\omega}{c} \text{ avec } \omega = 2\pi f, \quad f : \text{fréquence de l'onde}$$

On en déduit que λ est égale à 12.24 cm. Dans ces conditions, seul le mode TE_{10} peut se propager et en conséquence, la longueur d'on-

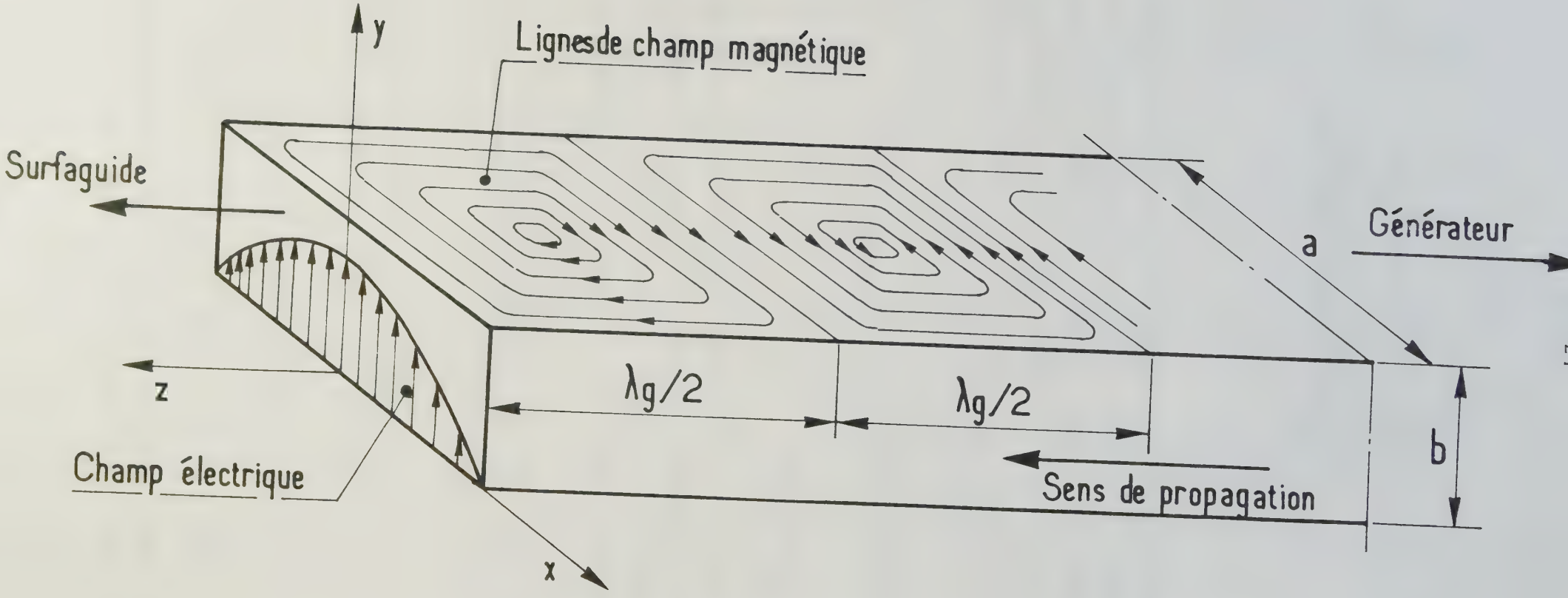

FIGURE (II.1.1) : Champs dans le guide rectangulaire

de dans le guide est donnée par :

$$\frac{1}{\lambda_g} = \left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}\right)^{1/2} \Rightarrow \lambda_g = 17.3 \text{ cm}$$

En repérant dans l'espace le guide rectangulaire par 3 axes rectangulaires Ox, Oy et Oz et en appliquant les équations de Maxwell dans le guide, on trouve les solutions relatives à l'onde progressive TE_{10} suivantes :

$$E_x = E_z = H_x = 0$$

$$H_x = j \frac{2H_o}{\lambda_g} a \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)\cos\left(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda_g}\right)$$

$$H_z = H_o \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)\cos\left(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda_g}\right)$$

$$E_y = -j \frac{\omega \mu_o a}{\pi} H_o \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)\cos\left(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda_g}\right)$$

où μ_o et H_o sont respectivement la perméabilité magnétique de l'air et l'amplitude du champ magnétique. Les champs obtenus sont représentés sur la figure (II.1.1).

On peut montrer que le champ électrique E_y maximum s'exprime en fonction de la puissance par la relation suivante :

$$E_{max} \simeq 7.7\sqrt{P}$$

où P est en watt et E_{max} en V/cm.
Pour une puissance de 100 watts, nous avons donc un champ électrique de l'ordre de 77 V/cm.

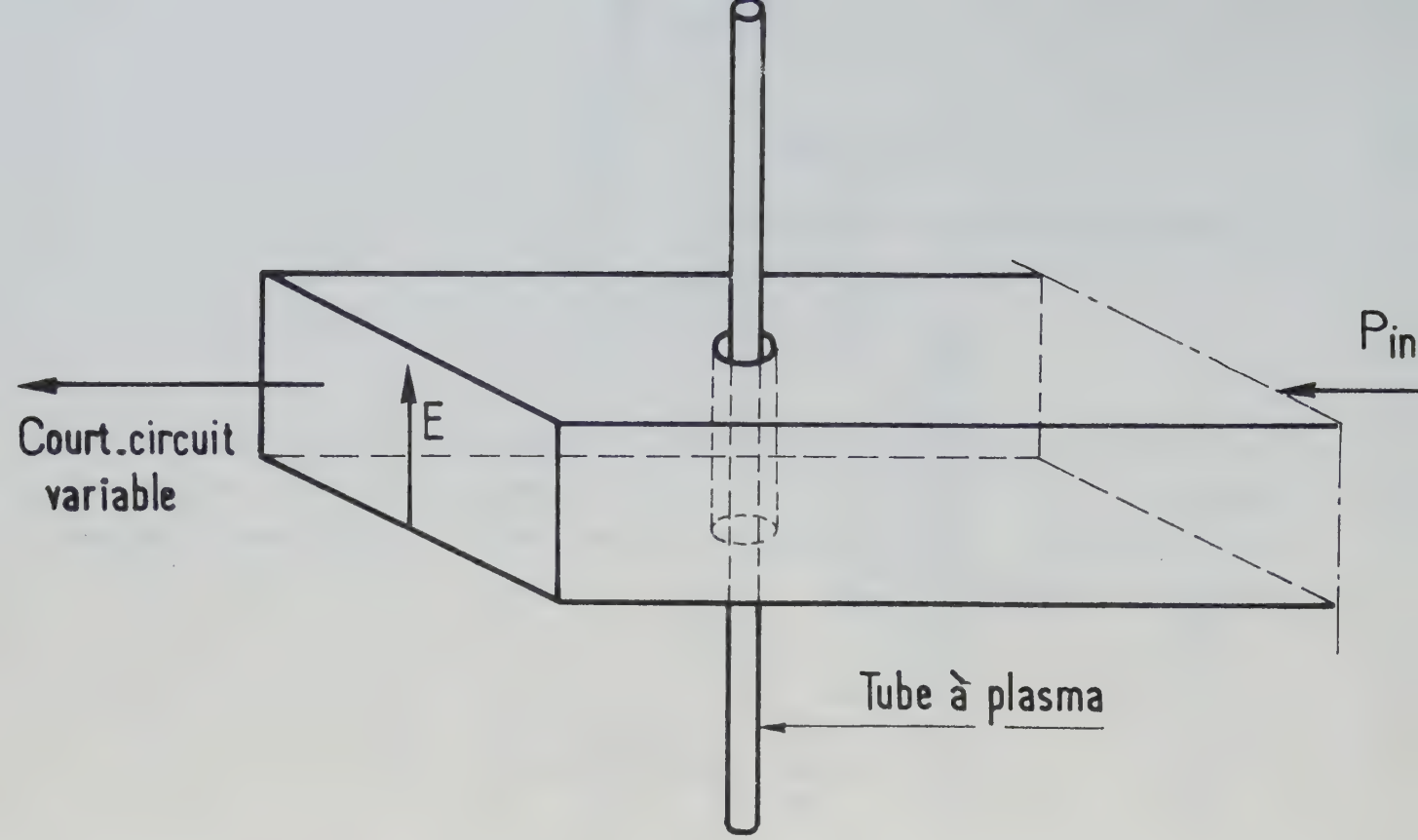

FIGURE (II.1.2) : Schéma du surfaguide I

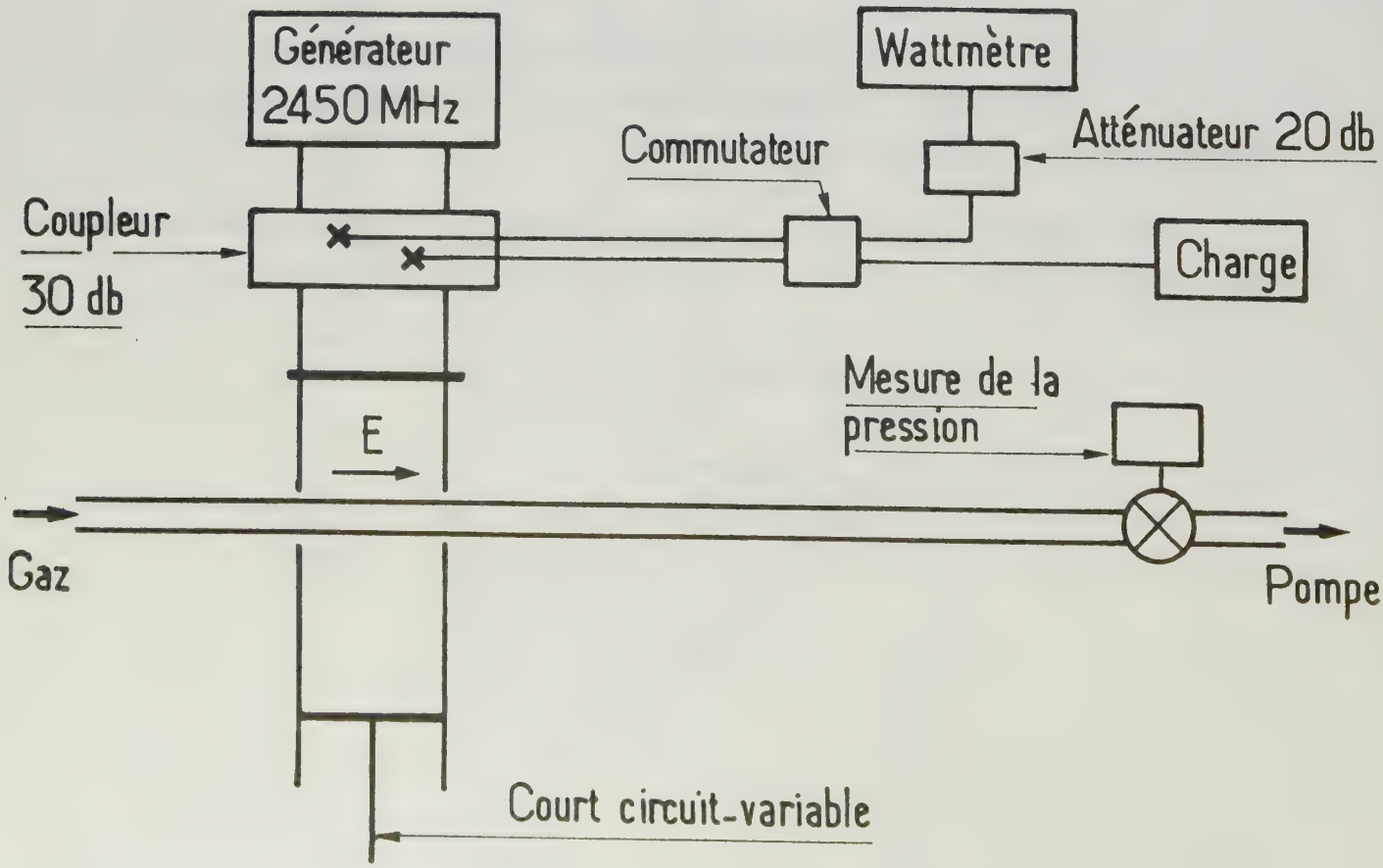

FIGURE (II.1.3) : Montage pour l'étude du couplage

1.2. SURFAGUIDE I

1.2.a. Description

Le surfaguide consiste en un tronçon de guide rectangulaire percé au centre des grands côtés afin de permettre le passage du tube à plasma. Par conséquent, le champ électrique E_y du mode TE_{10} est parallèle au tube.

Comme on peut le voir sur la figure (II.1.2), le surfaguide est terminé par un court-circuit variable permettant de réaliser le meilleur couplage possible entre l'onde dans le guide et la ligne formée par le plasma.

Le plasma obtenu, en régime stationnaire, est symétrique par rapport au surfaguide. Ceci s'explique de la manière suivante: dans la mesure où la création et l'entretien de la décharge sont dûs à la propagation de l'onde de surface, il apparaît tout à fait normal qu'aucun sens de propagation ne soit, a priori, privilégié.

1.2.b. Couplage

Pour l'étude du couplage, nous avons interposé entre le surfaguide et le générateur un coupleur en croix 30 db portant deux transitions guide-coaxial. Une partie de la puissance incidente, puis de la puissance réfléchie est ainsi prélevée, et mesurée sur un wattmètre (FERISOL NA 300). Le montage est représenté sur la figure (II.1.3).

Le couplage peut également être étudié en mesurant la longueur totale du plasma qui, à pression donnée, varie comme la puissance abosrbée P_a, P_a étant égale à la différence entre la puissance incidente et la puissance réfléchie.

L'étude du couplage a été réalisée pour un plasma d'argon créé dans un tube de quartz (Ø interne = 10 mm, Ø externe = 12 mm), pour des pressions allant de 5 torr à 100 torr et des puissances incidentes de 100 W à 800 W.

A partir de la figure (II.1.4) plusieurs remarques peuvent être faites :

- La longueur totale du plasma varie avec la position du court-circuit du surfaguide.

- Un minimum de couplage est observé pour une position du court-circuit à $\frac{n\lambda_g}{2}$ (n entier) par rapport au centre du tube. Du fait de cette périodicité, tout se passe comme si le court-circuit était placé au centre du tube. Dans ce cas, plus de 90 % de la puissance incidente est réfléchie.

- Pour le meilleur couplage, la distance ℓ entre le court-circuit et le centre du tube dépend du rayon du trou du surfaguide et est donnée par :

$\ell = \frac{n\lambda_g}{2} - d$, d étant égale approximativement au rayon du trou.

- Le pic du meilleur couplage est beaucoup plus marqué à 5 torrs qu'à 75 torrs.

Les positions relatives aux différents cas cités sont indépendantes de la puissance incidente et de la pression. Par ailleurs, le couplage est moins bon, à pression donnée, lorsque la puissance croît et meilleur à puissance incidente fixée pour les pressions élevées comme on peut le voir sur le tableau suivant :

P_{inc} \ pression	10 T	20 T	30 T	60 T	80 T
120 W	0.39	0.39	0.37	0.33	0.3
250 W		0.42	0.4	0.39	0.38
400 W			0.43	0.41	0.41

Le couplage (défini par le rapport de la puissance réfléchie sur la puissance incidente) en fonction de la pression et de P_{inc}

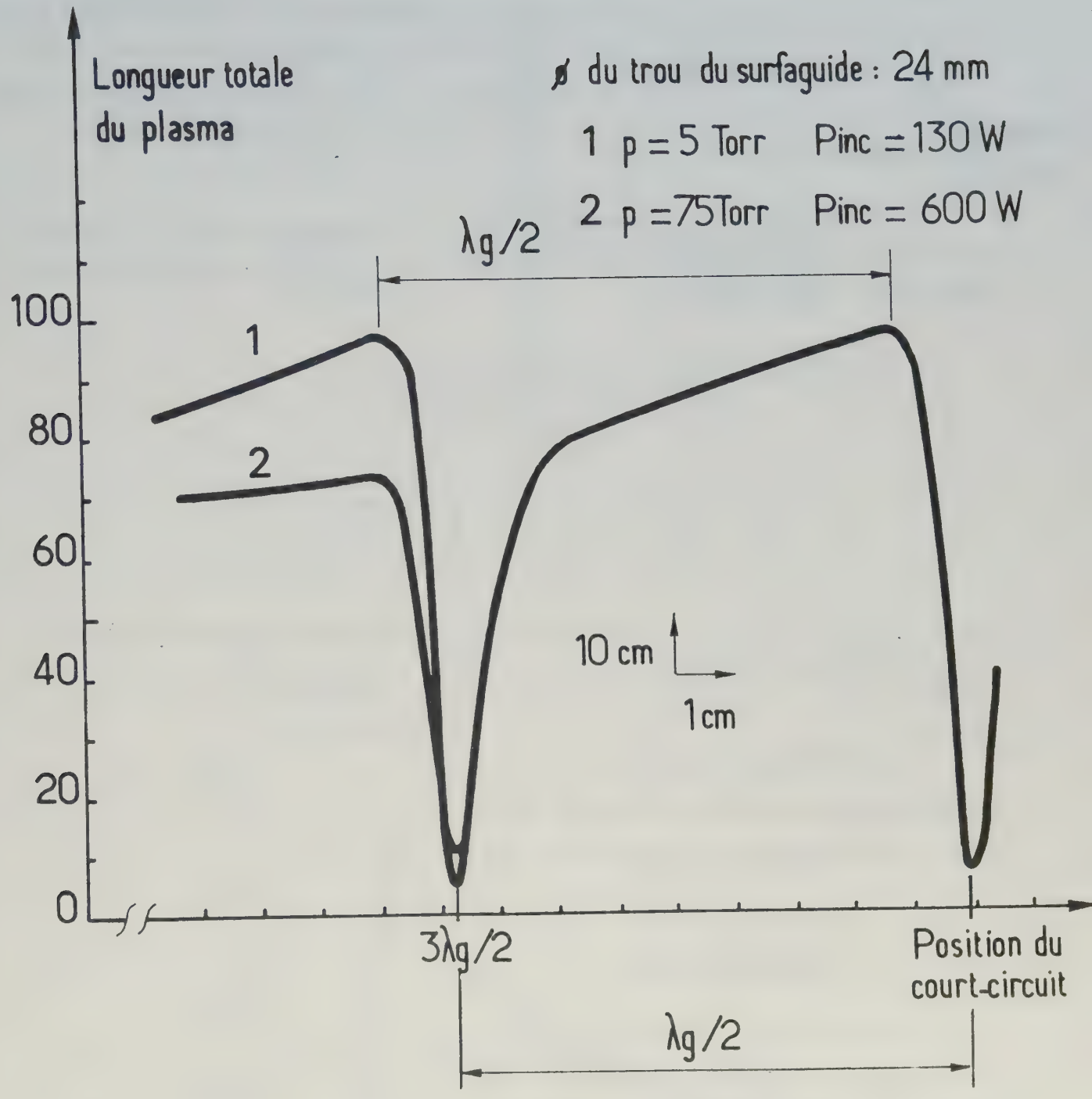

FIGURE (II.1.4) : Longueur totale du plasma en fonction de la position du court-circuit par rapport au centre du tube

La puissance absorbée demeure dans tous les cas inférieure à 70 %. De meilleurs couplages ont cependant été obtenus (19) dans un plasma d'hydrogène à 0.6 torr pour une puissance incidente de 2.4 kW. Près de 96 % de la puissance a été absorbée par le plasma. Mais cette valeur optimum n'a pu être retrouvée pour d'autres pressions.

Nous avons également étudié l'influence du trou du surfaguide sur le couplage. Nous reportons sur le tableau suivant les résultats obtenus :

Diamètre du trou	18 mm	24 mm	32 mm
L en cm	59.5	66.5	71
$\frac{P_{réf}}{P_{inc}}$	0.5	0.44	0.36

Longueur totale L du plasma et $\frac{P_{réf}}{P_{inc}}$ au meilleur couplage en fonction du diamètre du trou pour P_{inc} = 120 W et p = 20 torrs.

Nous remarquons que le couplage est d'autant meilleur que le diamètre du trou est élevé. Nous n'avons pas étudié le couplage pour les diamètres supérieurs à 32 mm.

1.3. SURFAGUIDE II

Afin d'étudier longitudinalement le plasma, il est intéressant de l'obtenir uniquement d'un côté du surfaguide. Ceci est réalisable si on réussit à "court-circuiter" l'onde de surface. Dans ce but, nous avons été amenés à modifier le coupleur et à réaliser ce que nous appelons le surfaguide II.

1.3.a. Description

Cette structure (cf. fig. (II.1.5)) est un surfaguide mais au niveau du coupleur, le tube à plasma est entouré d'un tube

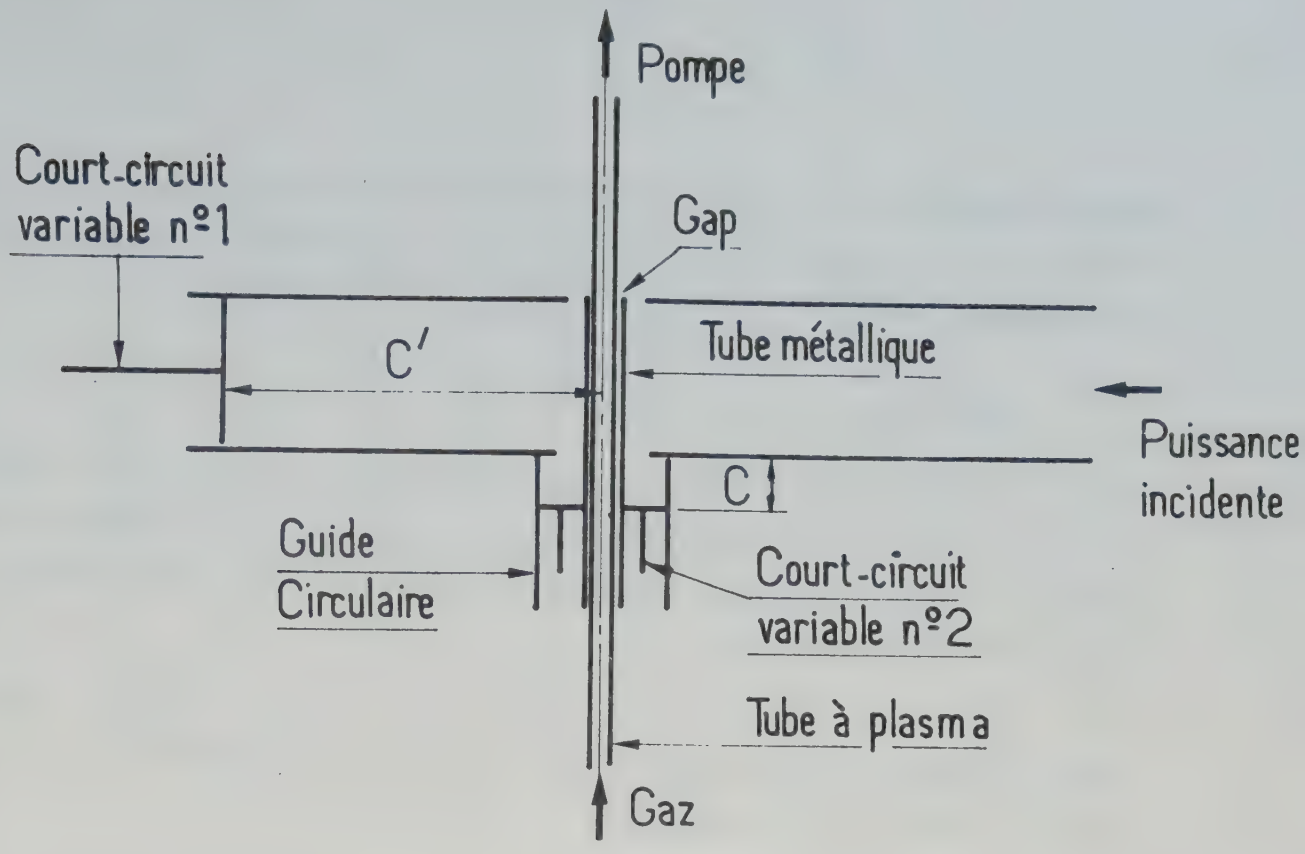

FIGURE (II.1.5) : Schéma du surfaguide II

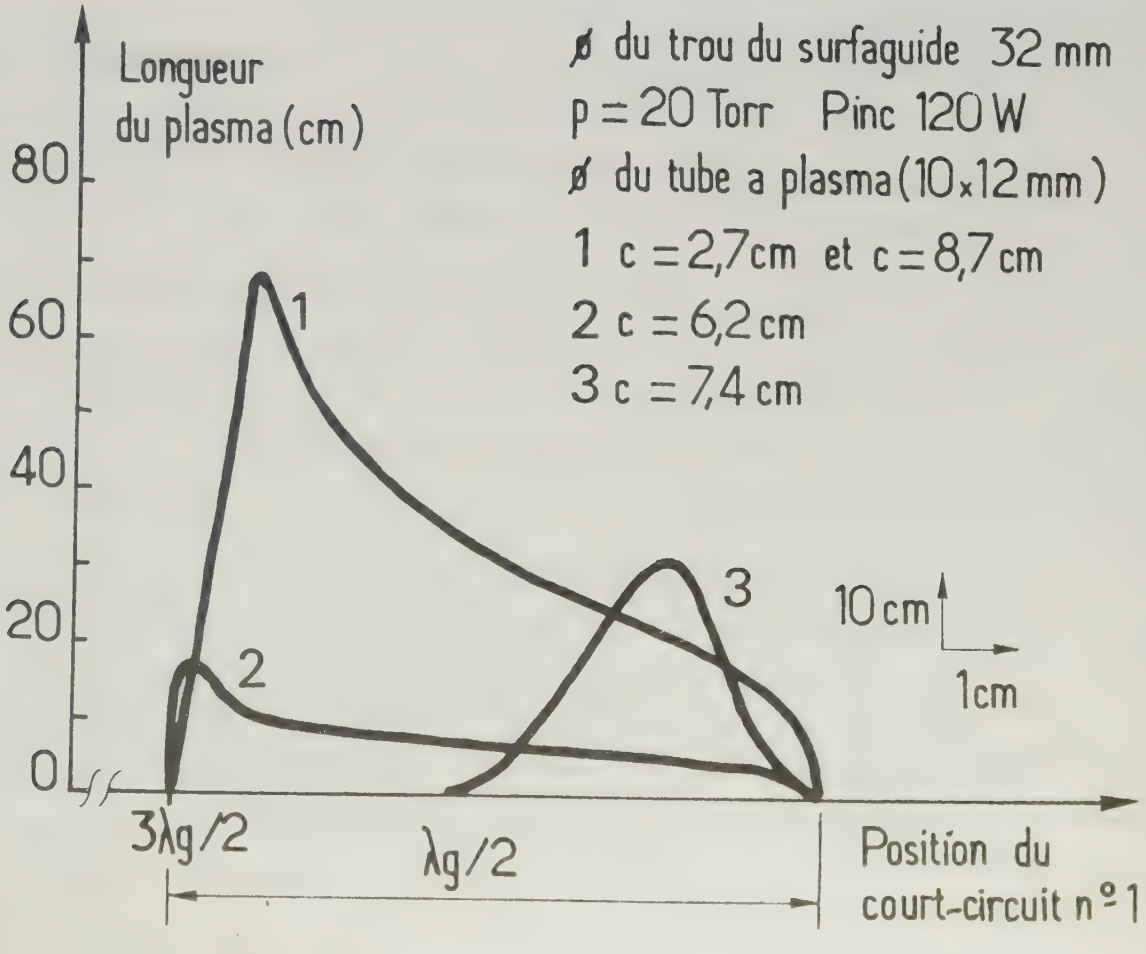

FIGURE (II.1.6) : Longueur du plasma en fonction de c' pour différentes positions du court-circuit n°2 (c)

métallique qui est l'âme d'un coaxial terminé par un court-circuit variable. Le plasma obtenu est alors en général d'un seul côté du surfaguide sauf pour des puissances très élevées.

. Couplage

L'étude a été faite d'une part dans l'argon pour des pressions allant de 50 mT à 100 torrs et pour des puissances de 100 W à 300 W, et d'autre part dans le krypton à 760 torrs pour des puissances atteignant 2 kW.

La longueur du plasma ainsi que le rapport $\frac{P_{réf}}{P_{inc}}$ varient avec la position des deux court-circuits. Nous pouvons faire un certain nombre de remarques :

- Quand le court-circuit n° 1 est à $\frac{n\lambda_g}{2}$ par rapport au centre du tube à plasma, ce dernier "s'éteint". Toute la puissance incidente est alors réfléchie quelle que soit la position du court-circuit n° 2 (cf. fig. (II.1.6)).

- Le meilleur couplage est obtenu quand le court-circuit n° 1 est à $\frac{n\lambda_g}{2}$ + 1.1 cm par rapport au centre du tube, et quand c est égal à 2.7 cm ou 8.7 cm. Pour le court-circuit n° 2, une périodicité de 6 cm est observée (cf. fig. (II.1.6)).

Ces positions sont très précises. Dès que l'on s'en écarte de quelques mm, le couplage est moins bon. Elles dépendent en outre de la puissance incidente et de la pression. Nous donnons à titre indicatif quelques valeurs obtenues dans l'argon dans le tableau ci-après.

La puissance réfléchie, au meilleur couplage, est quasiment nulle quelles que soient la puissance incidente, la pression et le gaz. Comme le seul milieu dissipatif est le plasma, la puissance perdue sur les parois du coupleur et dans le diélectrique étant négligeable, nous pouvons donc admettre que toute la puissance incidente est absorbée par le plasma.

Pression	P_{inc}	c'	c
50 mT	120 W	$\frac{n\lambda_g}{2}$ + 0,5 cm	4,5 cm
200 mT	120 W	$\frac{n\lambda_g}{2}$ + 0,65 cm	3,9 cm
	200 W	" + 0,7 cm	3,7 cm
2 T	120 W	$\frac{n\lambda_g}{2}$ + 0,9 cm	3,2 cm
10 T	120 W	$\frac{n\lambda_g}{2}$ + 1,1 cm	2,7 cm

Positions c' du court-circuit n°1 par rapport au centre du tube et c du court-circuit n°2 par rapport au surfaguide, au meilleur couplage en fonction de la puissance P_{inc} et de la pression.

2. EXCITATION A 210 MHz

2.1. GENERATEUR

Un générateur (Hewlett Packard 3200B) fonctionnant à 210 MHz, transmet d'une façon continue 300 mW à un amplificateur (RF Power Lab FK560) large bande dont le gain maximum est de 50 db. Néanmoins la puissance prélevée atteint au plus 500 W et est transmise au surfatron par un câble coaxial.

2.2. SURFATRON

2.2.a. Description

Le coupleur est constitué (cf. fig. (II.2.1)) d'une part d'une structure coaxiale qui détermine la configuration et l'orientation du champ électrique et d'autre part d'une antenne dont l'enfoncement radial permet d'adapter l'impédance du système pour assurer le meilleur transfert de l'énergie hyperfréquence du générateur au plasma.

L'antenne est formée d'un câble coaxial fin et rigide à l'extrémité duquel a été soudée une petite plaque de cuivre ayant même courbure que le cylindre coaxial. La colonne plasma-verre occupe le centre de cette structure.

2.2.b. Couplage

L'étude du couplage a été faite d'une façon très précise (19) et (20). Les résultats montrent que la puissance absorbée par le plasma est toujours supérieure à 80 % de la puissance incidente. Ce couplage dépend de la pression et de la puissance (cf. fig. (II.2.2)). Le plasma obtenu se situe d'un seul côté du surfatron et sa longueur est grande devant les dimensions du coupleur.

3. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Dans ce paragraphe, nous décrivons les dispositifs expérimentaux, ainsi que les techniques des mesures utilisées pour l'étude longitudinale du plasma.

3.1. EXCITATION A 2 450 MHz

Pour toute la suite de l'expérience, l'excitation de l'onde de surface à 2 450 MHz a été effectuée à l'aide du surfaguide II. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1, d'un côté du surfaguide se trouve le court-circuit n° 2 ; de l'autre côté, nous avons fixé une ligne de mesure dont la longueur est 1.10 m.

Cette ligne est constituée d'un guide cylindrique de diamètre 40 mm, coaxial au tube à plasma, et surmonté d'un plateau permettant le déplacement longitudinal d'un chariot sur lequel est fixée une antenne. Ce dispositif est schématisé sur la figure (II.3.1).

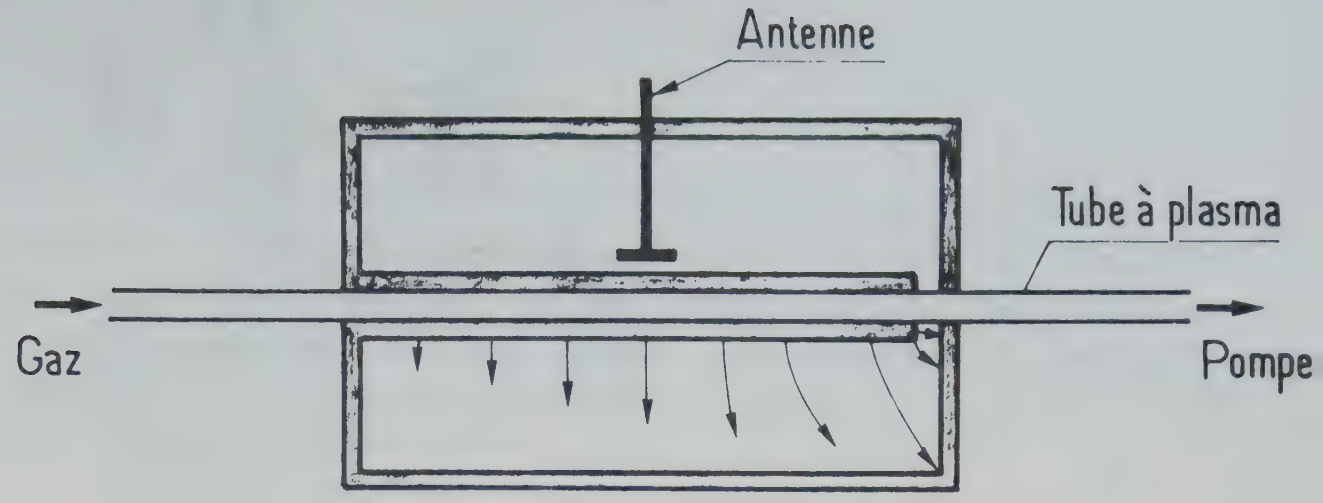

FIGURE (II.2.1) : Schéma du surfatron

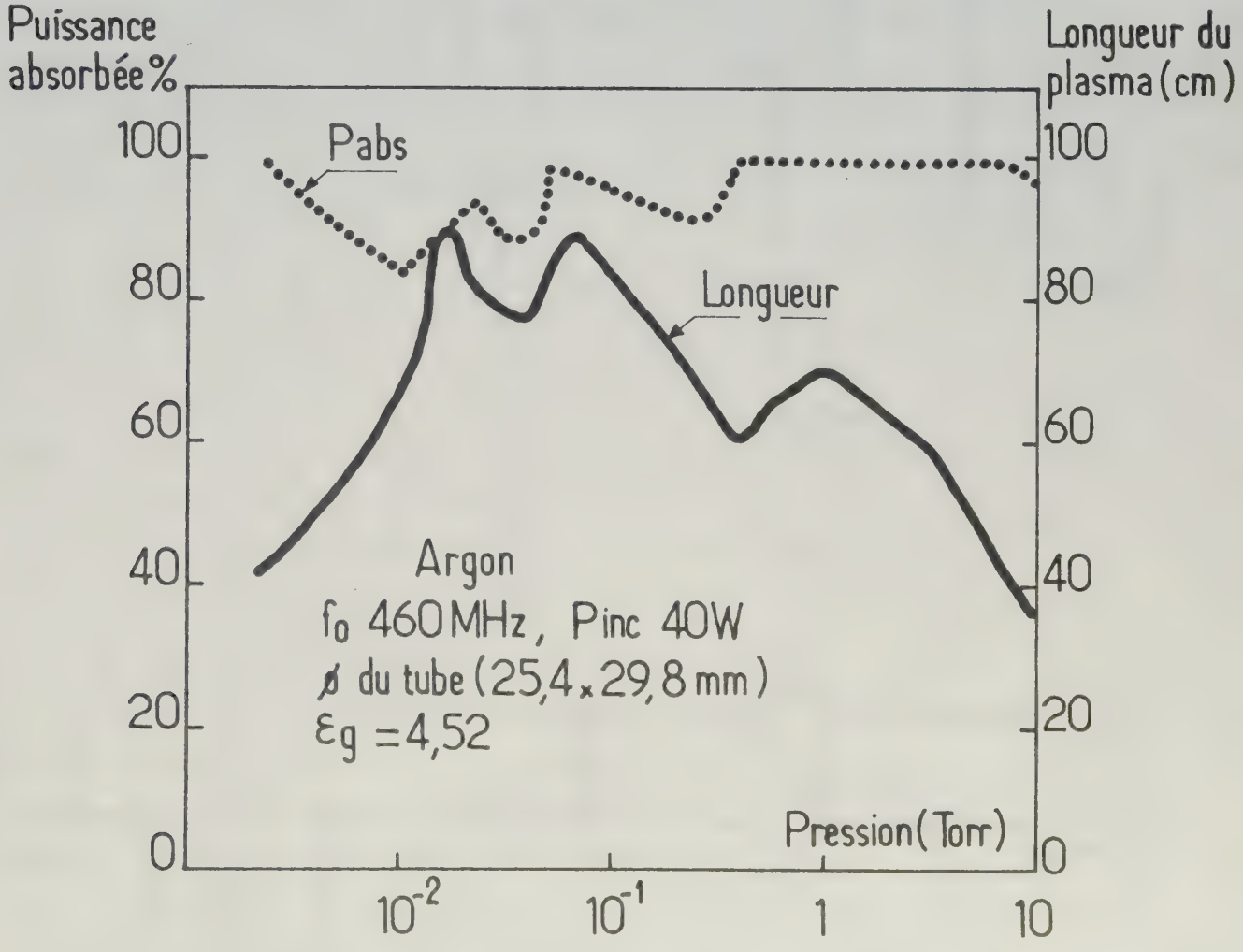

FIGURE (II.2.2) : Puissance absorbée et longueur du plasma en fonction de la pression

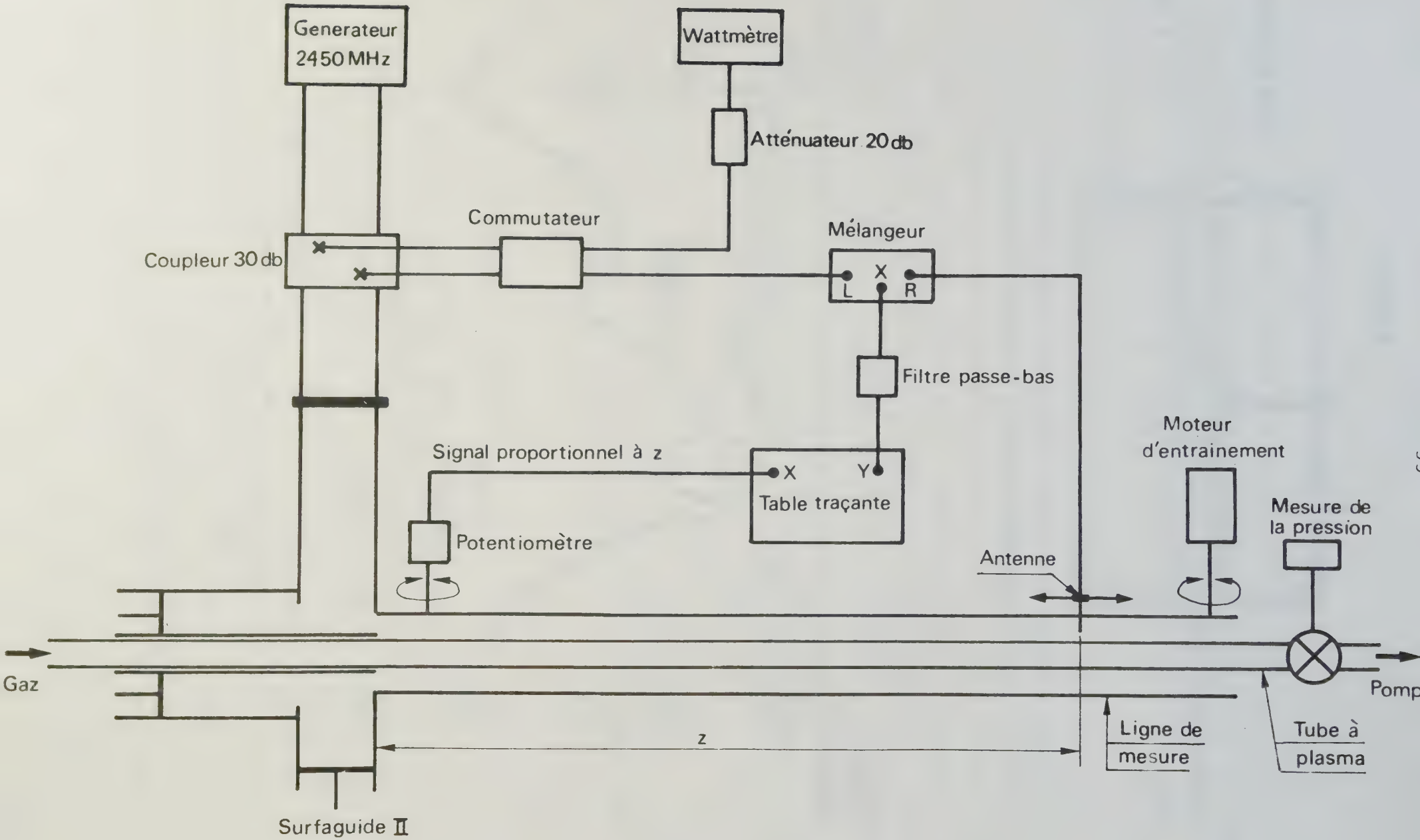

FIGURE (II.3.1) : Montage pour l'étude à 2 450 MHz

L'antenne pénètre à l'intérieur du guide cylindrique sur quelques mm, perpendiculairement à l'axe du tube à plasma. Elle est constituée d'un câble coaxial semi-rigide de diamètre 2 mm et est dénudée à son extrémité sur 5 mm. On prélève ainsi le long de la colonne de plasma une partie du champ électrique de l'onde de surface à l'extérieur du plasma.

Le déplacement longitudinal du chariot se fait par l'intermédiaire d'une courroie entraînée par un moteur et est contrôlé par un potentiomètre qui délivre un signal proportionnel à la distance entre l'antenne et l'excitateur.

Comme nous le verrons par la suite, la propagation de l'onde de surface créatrice et le plasma sont intimement liés. Par conséquent, la présence de la ligne de mesure ainsi que les précautions prises au niveau de l'enfoncement de l'antenne sont nécessaires dans la mesure où une perturbation de l'onde de surface à l'extérieur du plasma modifie les propriétés de ce dernier.

Par ailleurs, le signal prélevé, en l'absence de plasma, est nul. Autrement dit, il n'y a aucun couplage entre le surfaguide II et la ligne de mesure. Le signal prélevé en présence de plasma est donc dû uniquement au champ électrique de l'onde de surface. Nous avons également vérifié que l'efficacité du couplage entre l'énergie hyperfréquence du générateur et le plasma n'est pas modifiée par la présence du guide cylindrique.

3.2. EXCITATION A 210 MHz

Comme le montre la figure (II.3.2), nous avons interposé entre le surfatron et la ligne de mesure le surfaguide I, ce dernier ne jouant aucun rôle dans l'interaction de l'onde à 210 MHz avec le plasma. Le surfaguide I a été inséré afin d'exciter une onde de surface à 2 200 MHz de très faible puissance dans le plasma déjà créé.

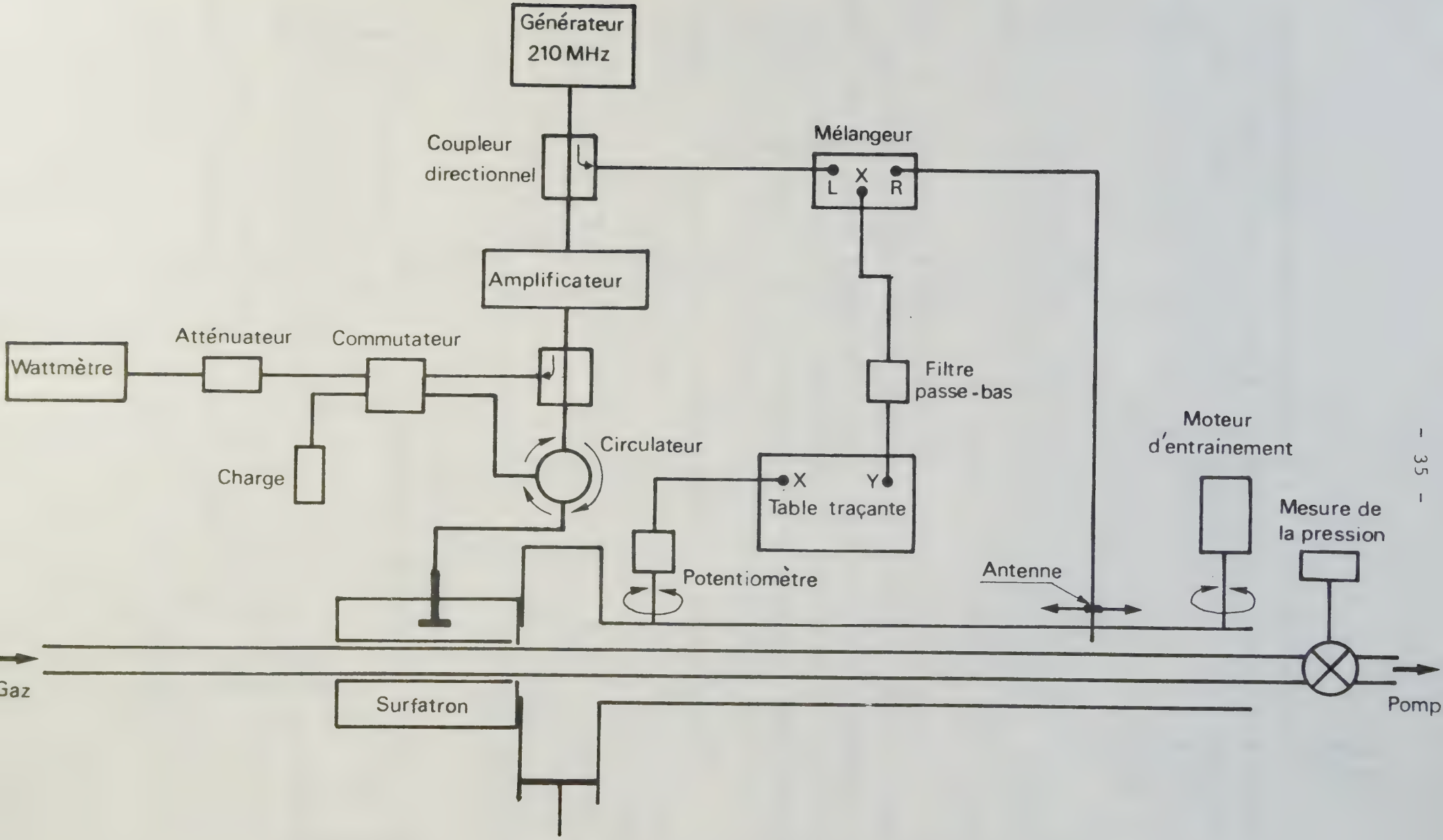

FIGURE (II.3.2) : Montage pour l'étude à 210 MHz

3.3. TECHNIQUE DE MESURE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

Comme nous le verrons au chapitre III, les champs électriques de l'onde de surface à l'intérieur et à l'extérieur du plasma sont de la forme :

$$E(z,r) = E(r)e^{-\alpha(z)}e^{j(\omega t-\beta(z)z)}$$

où α est l'atténuation de l'onde et β le nombre d'onde ($\beta(z) = \frac{2\pi}{\lambda(z)}$)

Par ailleurs, l'étude de la propagation de l'onde de surface permet d'obtenir pour une structure donnée (dans notre cas : plasma - verre - air - guide), une relation entre la fréquence plasma ω_p et le nombre d'onde β à ω fixé où $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\varepsilon_o}}$, n étant la densité électronique moyenne dans une section de la colonne.

Par conséquent, pour pouvoir déterminer la variation longitudinale de la densité électronique, il suffit de connaître $\beta(z)$, c'est-à-dire $\lambda(z)$ à l'extérieur du plasma.

3.3.a. Onde créatrice

Afin de mesurer la variation de la longueur d'onde $\lambda(z)$ de l'onde de surface créatrice le long de la colonne de plasma, nous prélevons par l'intermédiaire de l'antenne, le champ électrique à l'extérieur du plasma qui s'exprime donc par la relation :

$$E_{ext} = E(r)e^{-\alpha(z)z}\cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda(z)} z)$$

Ce signal est envoyé sur la borne R d'un mélangeur; sur la borne L on introduit un signal de référence prélevé au niveau du générateur qui est donné par :

$$E_{réf} = E_o \cos(\omega t - \varphi_o)$$

A la sortie du mélangeur nous obtenons :

$$A(z) \simeq E(r)E_o e^{-\alpha(z)z}\cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda(z)}z)\cos(\omega t - \varphi_o)$$

d'où

$$A(z) \simeq E(r)E_o e^{-\alpha(z)z}\left[\cos(2\omega t - \frac{2\pi}{\lambda(z)}z - \varphi_o) + \cos(\frac{2\pi}{\lambda(z)} - \varphi_o)\right]$$

Le signal alternatif est par la suite éliminé et le signal, continu proportionnel à $\cos(\frac{2\pi}{\lambda(z)}z - \varphi_o)$, est envoyé sur la borne Y d'une table traçante; sur la borne X, on introduit un signal proportionnel au déplacement z fourni par un potentiomètre. Ce dispositif est schématisé sur la figure (II.3.1). Nous obtenons alors des courbes du type de celle représentée sur la figure (II.3.3).

La distance entre deux zéros consécutifs est égale à $\frac{\lambda}{2}$; cette valeur moyenne de la longueur d'onde est attribuée au point z équidistant des deux zéros. Cette méthode de mesure n'est valable que si la variation de la longueur d'onde le long de la colonne est faible.

Si cette variation est importante, on déphase le signal de référence d'une valeur φ connue. La courbe obtenue avec déphasage est alors comparée à celle obtenue sans déphasage (cf. fig. (II.3.4)) La distance Δz entre les zéros consécutifs des deux courbes est égale dans ce cas à $\frac{\varphi\lambda}{2\pi}$. La longueur d'onde $\lambda = \frac{\varphi\Delta z}{2\pi}$ est attribuée comme auparavant au point z équidistant des deux zéros.

On peut donc déterminer la densité électronique en utilisant les propriétés de la propagation de l'onde de surface créatrice du plasma. Les mesures obtenues en exploitant cette méthode ont été comparées à celles effectuées à l'aide d'une cavité (21). L'accord entre les deux résultats s'est révélé tout à fait satisfaisant. Cependant l'intérêt de cette technique de mesure tient à la possibilité de mesurer des densités électroniques plus élevées qu'avec la méthode par cavité. De plus elle constitue un diagnostic plus fiable pour des mesures le long de la colonne de plasma puisqu'elle ne perturbe pas l'onde de surface.

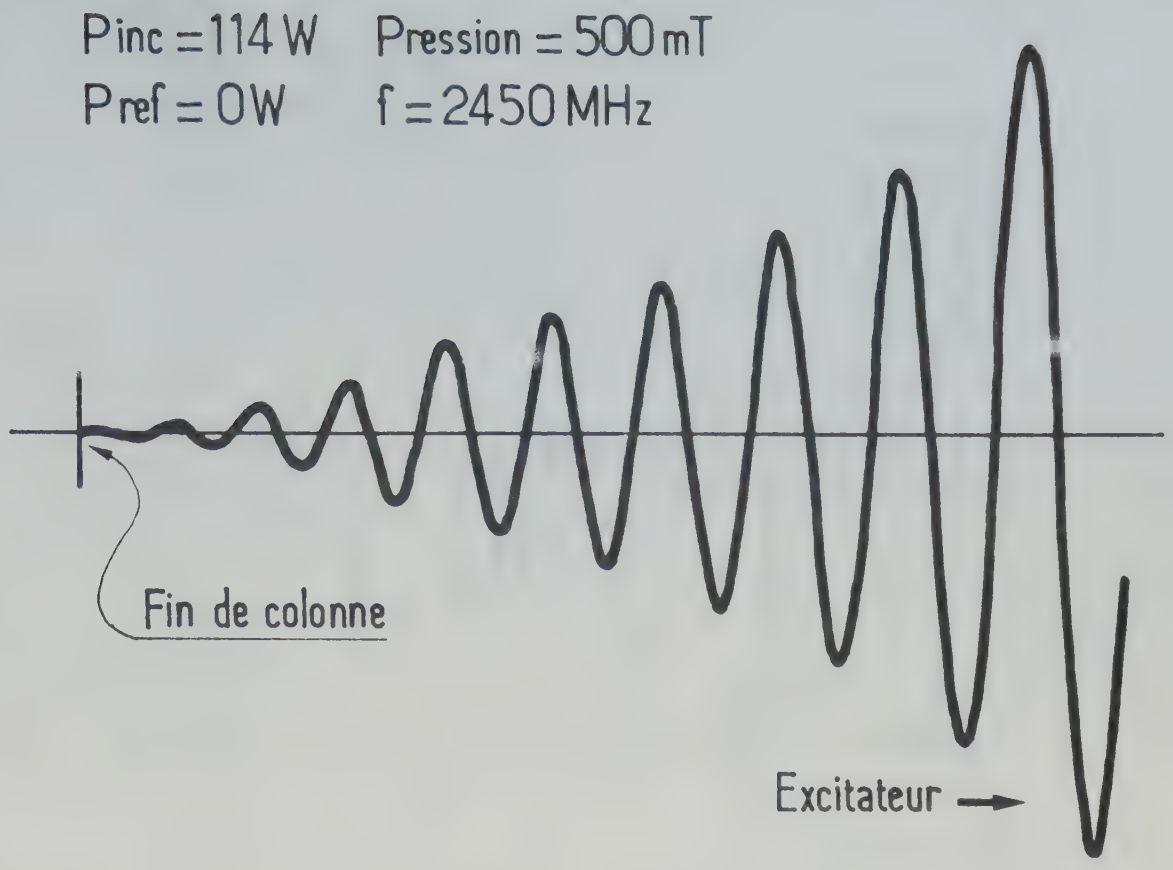

FIGURE (II.3.3) : Signal détecté à partir de l'onde créatrice à 2 450 MHz

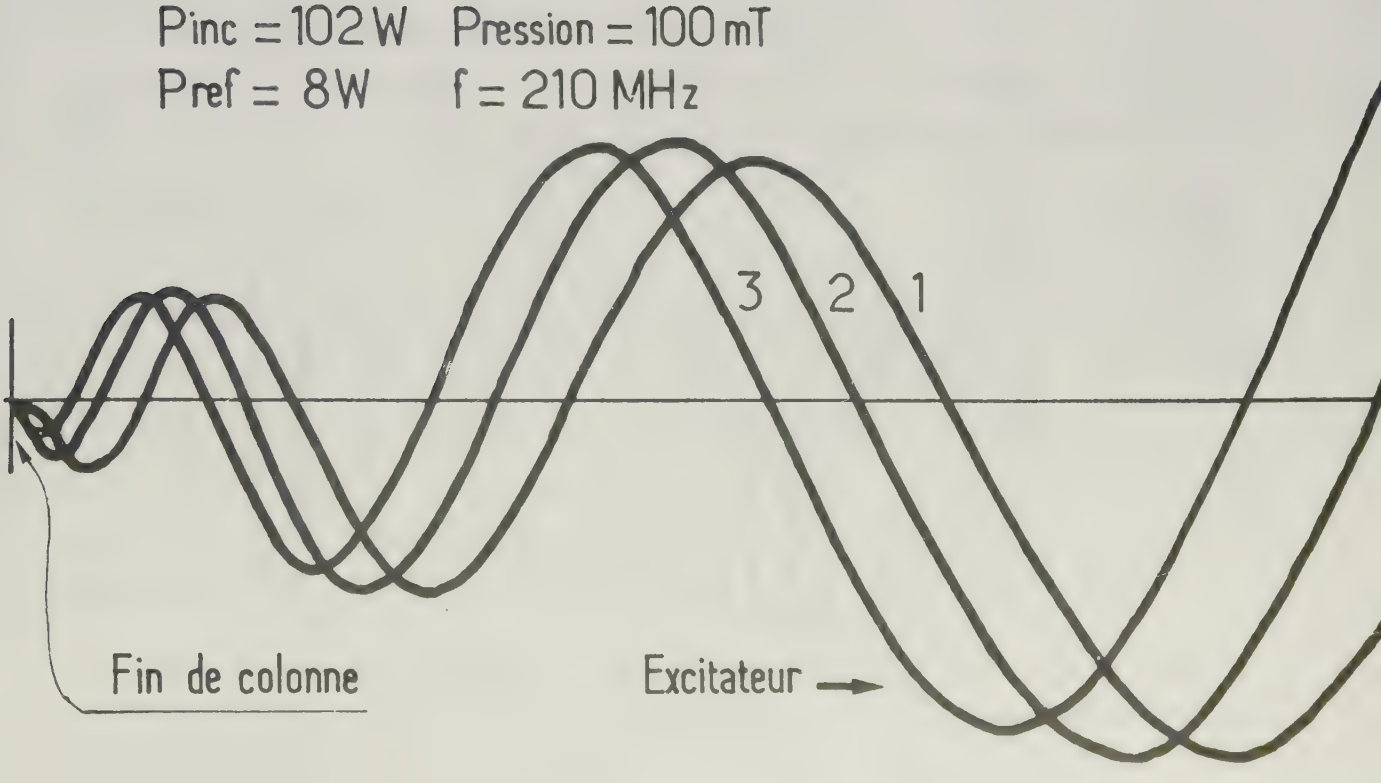

FIGURE (II.3.4) : Signal détecté à partir de l'onde créatrice à 210 MHz
1 : sans déphasage - 2 et 3 : avec déphasage du signal de référence respectivement de φ et de $\varphi + \varphi'$

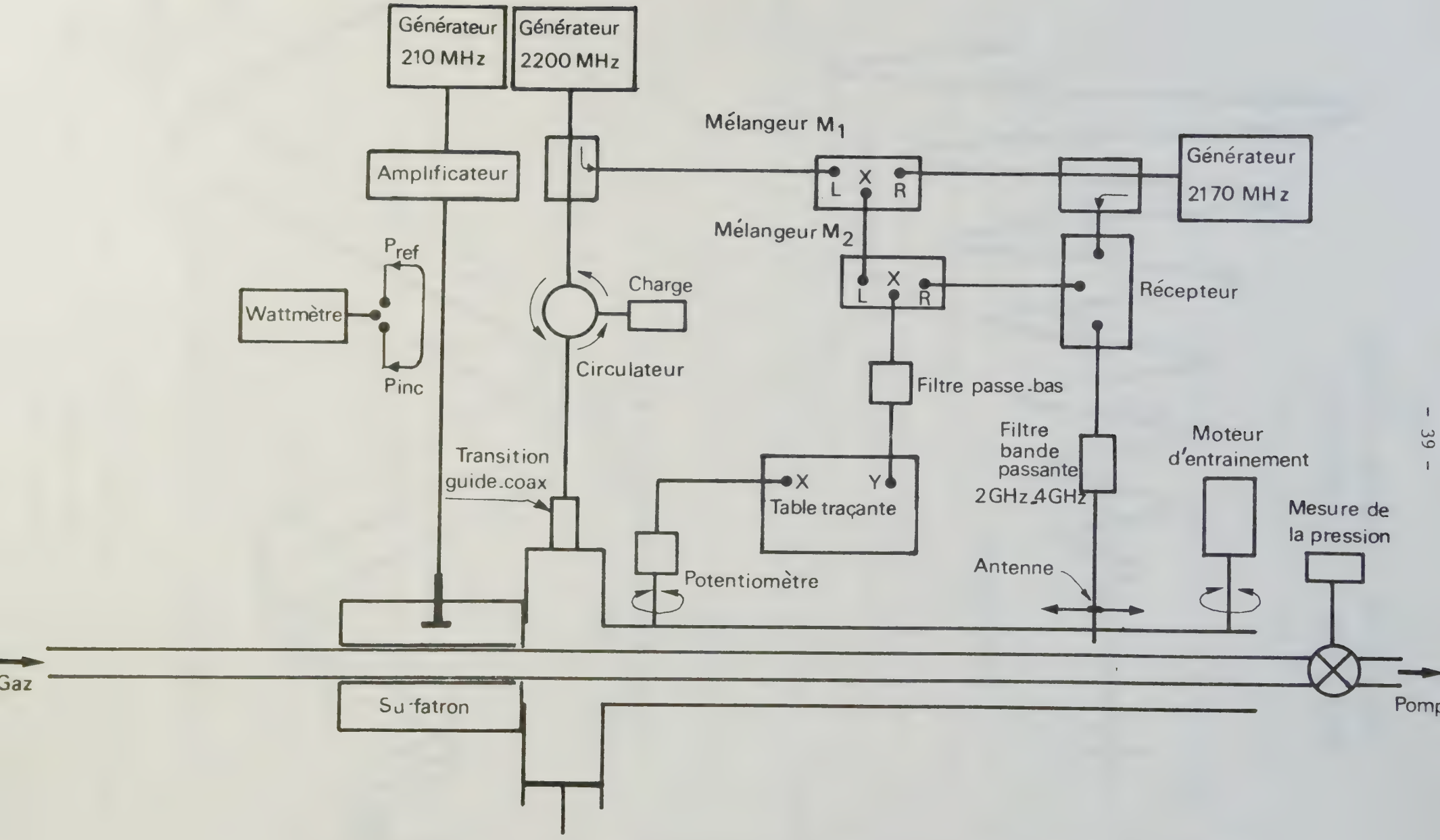

FIGURE (II.3.5) : Montage utilisé pour la détection de l'onde de mesure (2 200 MHz)

3.3.b. Onde de mesure

Par ailleurs, dans le cas du plasma créé par une onde de surface à 210 MHz dont la puissance est égale au moins à une cinquantaine de watts, les densités électroniques ont été également déterminées en étudiant le comportement dans le plasma d'une onde de surface de mesure à 2 200 MHz de très faible puissance (30 mW). La méthode employée est la suivante :

- Une fois le plasma créé à 210 MHz, nous excitons dans ce dernier l'onde de mesure à 2 200 MHz à l'aide du surfaguide I. La mesure de la longueur d'onde relative à l'onde de mesure nous permet d'évaluer la densité électronique selon la méthode décrite ci-dessus.

Cependant, dans ce cas, le signal obtenu à l'extérieur du plasma, relatif à 2 200 MHz est de très faible puissance (le signal du 210 MHz est filtré). Il est par conséquent nécessaire de l'amplifier pour détecter la phase. L'amplification ne pouvant se faire à 2 200 MHz, nous utilisons le montage représenté sur la figure (II.3.5).

On excite dans le plasma une onde à 2 200 MHz émise par le générateur (FERISOL OS 401 1). Nous comparons ensuite dans un mélangeur M_2 :

- Le signal à 30 MHz amplifié provenant du récepteur R (MELABS RS.2B) qui réalise des battements entre le signal à 2 170 MHz émis par le générateur (Hewlett Packard 616 A), et celui à 2 200 MHz prélevé par l'antenne.

- Le signal constant à 30 MHz obtenu à la sortie du mélangeur M_1 où est réalisée la différence des fréquences des signaux provenant des générateurs 2 200 MHz et 2 170 MHz.

On montre que ce montage conserve la phase. Le signal continu obtenu à la sortie du mélangeur M_2 est donc proportionnel à $\cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda(z)} - \varphi_o\right)$ ($\lambda(z)$ étant relative à l'onde de surface à 2 200 MHz le long de la colonne, φ_o restant constant).

En outre, quelques remarques s'imposent au sujet de la détermination de la densité électronique par une onde de mesure :

Comme nous le verrons plus loin, la densité électronique décroît le long de la colonne et la densité critique (densité au-dessous de laquelle l'onde de surface ne se propage plus) est plus petite à 210 MHz qu'à 2 200 MHz. L'onde de mesure est alors absorbée avant d'atteindre la fin de la colonne de plasma. De ce fait, la mesure de la densité électronique ne peut être obtenue que sur une partie de la colonne. Cependant si nous utilisions une onde de mesure de fréquence inférieure à 210 MHz, elle se réfléchirait en fin de colonne et un phénomène d'onde stationnaire s'établirait. L'interprétation des résultats serait alors moins aisée.

- Les longueurs d'onde à 2 200 MHz étant beaucoup plus petites que celles à 210 MHz pour une même densité électronique, la mesure de la densité électronique est plus précise à 2 200 MHz. En effet le nombre de points expérimentaux est plus important.

- Cette méthode de mesure peut être généralisée à d'autres plasmas. Il suffit d'exciter une onde de surface dont la fréquence doit être choisie en fonction des caractéristiques du plasma.

o o
o

CHAPITRE III

ETUDE THEORIQUE DE LA DECHARGE

Après avoir étudié les structures permettant la création et l'entretien d'un plasma par une onde de surface, nous allons dans ce chapitre nous intéresser à l'étude théorique de ce type de décharge.

La difficulté de l'étude d'une colonne de plasma créée par une onde de surface réside dans le fait que la propagation de l'onde de surface ainsi que toutes les grandeurs relatives à l'onde tels que la puissance, les champs, les énergies... dépendent directement de la répartition spatiale de la densité électronique, cette dernière dépendant du transfert d'énergie de l'onde au plasma, donc des caractéristiques de l'onde de surface.

Afin d'éliminer cette dualité, nous ferons tout d'abord l'étude de la propagation de l'onde de surface dans le plasma en supposant la densité électronique connue. Cette étude nous permet ainsi de connaître les paramètres importants qui influent sur la propagation de l'onde. Nous évaluons également toutes les grandeurs électromagnétiques relatives à l'onde, les champs et les énergies étant normalisés par rapport à une puissance incidente égale à un watt.

Nous nous intéressons par la suite à la répartition spatiale de la densité électronique d'une colonne de plasma créée par une onde de surface. Cette répartition doit être étudiée à la fois radialement et longitudinalement. La première a fait l'objet de travaux (22) montrant que cette répartition est régie par des phénomènes de diffusion. La seconde, quant à elle, est régie par le transfert d'énergie de l'onde au plasma. Ce transfert d'énergie peut être déterminé moyennant quelques hypothèses :

- Chaque section de la colonne de plasma est représentée par une densité moyenne des électrons dans cette section.

- La puissance absorbée dans une tranche Δz d'une colonne de plasma est proportionnelle au nombre d'électrons se trouvant dans la même tranche. Le facteur de proportionnalité θ ne dépend pas de la puissance et est donc constant le long d'une colonne de plasma. Mais il dépend a priori de la pression, du rayon du plasma, de la fréquence d'excitation de l'onde et du gaz. Ce facteur de proportionnalité sera évalué au chapitre IV expérimentalement.

Cette théorie est donc fondée sur la notion intuitive "d'électron moyen". Une étude plus précise nécessiterait une description statistique d'une telle décharge. Mais nous verrons, par la suite, que cette notion "d'électron moyen" avec des hypothèses très simples permet de donner une description très satisfaisante des résultats expérimentaux.

1. ONDE DE SURFACE

L'interaction d'une onde de surface avec un plasma a été très étudiée dans le cas d'une onde de surface se propageant dans un plasma déjà créé par un autre processus (23), (24), (25), (26) le plus souvent d'ailleurs dans le cadre de l'hypothèse quasi-statique, c'est-à-dire en considérant des vitesses de phase très petites devant la vitesse de lumière.

Bien que dans notre cas l'onde de surface soit la source de création du plasma, création qui est un phénomène non linéaire, il a été vérifié (21) que le modèle linéaire de la propagation de l'onde de surface est correct. Nous avons également vérifié la validité de ce modèle en excitant une onde 1 de très faible puissance dans le plasma déjà créé par une onde 2 de fréquence différente (voir paragraphe (II.3.3)). En effet les mesures de la den-

sité électronique données par les propriétés de la propagation des ondes de surface 1 et 2 se sont révélées concordantes. Ceci montre que la description linéaire de la propagation de l'onde 2 créatrice du plasma est tout à fait satisfaisante.

I.1. EQUATION DE DISPERSION

I.1.a. Théorie

L'équation de dispersion de l'onde de surface est obtenue moyennant quelques hypothèses :

- La propagation se fait suivant l'axe z du tube à plasma. Les diverses grandeurs qui caractérisent l'onde s'écrivent sous la forme :

$$\vec{A} = \vec{A}_o e^{j(\omega t - \vec{\beta}\vec{z})}$$

où : $|\vec{\beta}| = \frac{2\pi}{\lambda}$ nombre d'onde

$\omega = 2\pi f$, f étant la fréquence de l'onde.

- Le plasma est neutre, mais nous n'étudierons que la propagation des hautes fréquences, les ions seront considérés comme immobiles.

- Le plasma est froid, ce qui revient à négliger dans les équations linéarisées de conservation de la quantité de mouvement la force due à la pression cinétique devant la force électrique. Cette approximation est valable dans la mesure où la vitesse de phase est très grande devant la vitesse thermique.

- Le champ magnétique appliqué est nul.

- Nous considérons que le plasma est homogène radialement et chaque section de la colonne de plasma est donc définie par une densité électronique moyenne.

Compte tenu de ces hypothèses, la description de la propagation de l'onde est obtenue en considérant le plasma comme un milieu diélectrique possédant une permittivité dont la valeur relative à celle du vide est :

$$\varepsilon_P = 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega(\omega + j\nu)} \qquad \text{(III.1.1)}$$

où ν est la fréquence de collision électron-neutre pour le transfert de la quantité de mouvement dite fréquence de collision effective et où ω_P, la fréquence angulaire plasma électronique est donnée par $\omega_P = \sqrt{\frac{ne^2}{m\varepsilon_o}}$, n étant la densité électronique moyenne dans une section de la colonne, e et m la charge et la masse de l'électron, ε_o la permittivité du vide.

En premier lieu, nous négligeons l'influence des collisions ($\nu << \omega$). Dans ce cas l'atténuation de l'onde est négligeable devant β. ε_P s'écrit alors :

$$\varepsilon_P = 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2} \qquad \text{(III.1.2)}$$

Nous verrons que les conditions d'existence de l'onde de surface imposent que ε_P soit négatif. De ce fait, il existe une différence importante entre un diélectrique classique et le plasma créé par une onde de surface.

En partant des équations de Maxwell, on obtient les expressions pour les champs électriques et magnétiques d'amplitude finie dans les différents milieux de la structure étudiée.

Nous avons pris celle montrée sur la figure (III.1.1), afin de nous limiter au cas de notre expérience, c'est-à-dire un tube à plasma dans un guide cylindrique, où on a :

- le plasma de permittivité relative ε_P en milieu 1
- le verre de permittivité relative ε_v en milieu 2
- l'air de permittivité relative, par définition, égale à un en milieu 3
- le guide considéré comme un conducteur parfait.

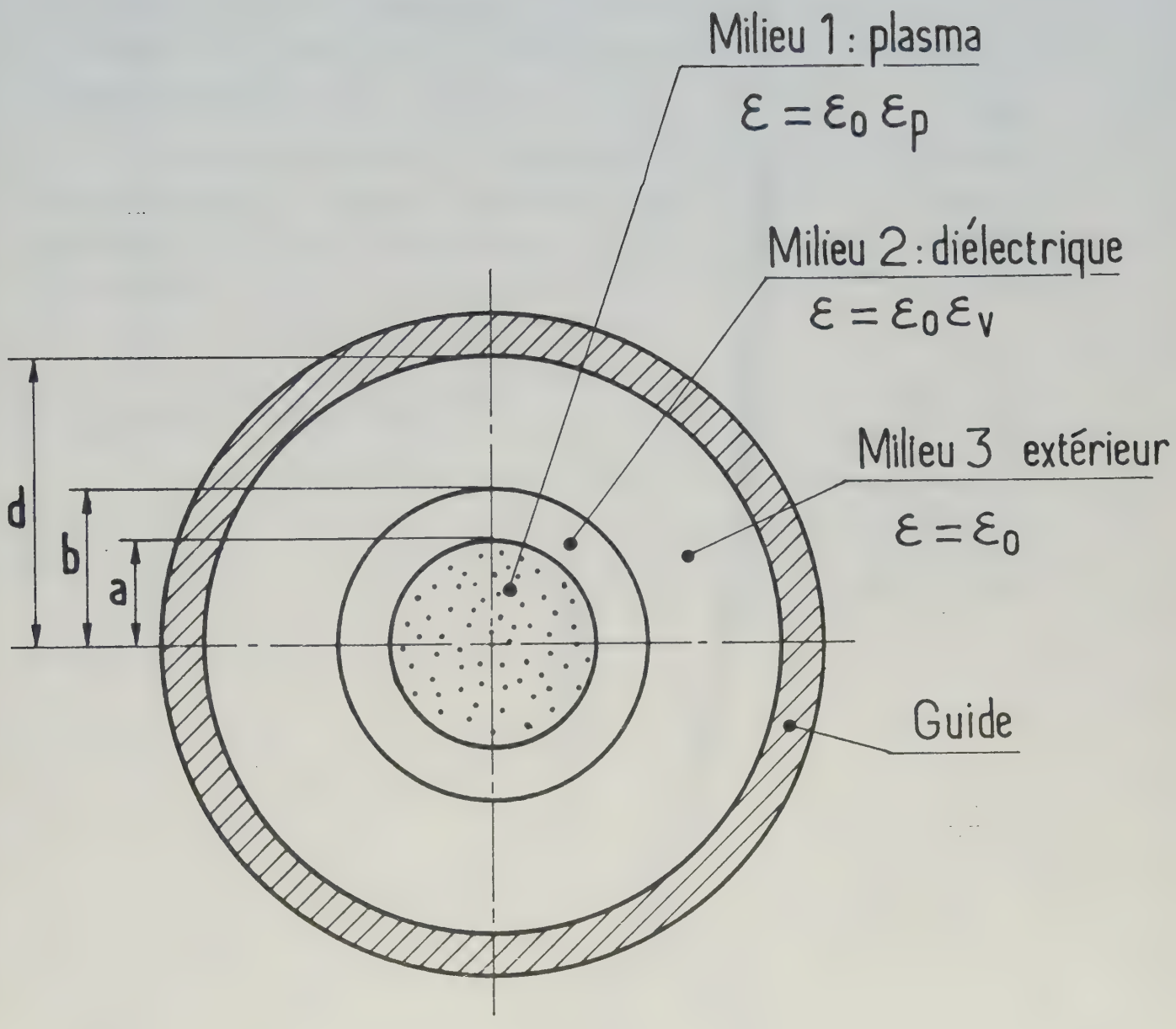

FIGURE (III.1.1) : Schéma de la structure étudiée

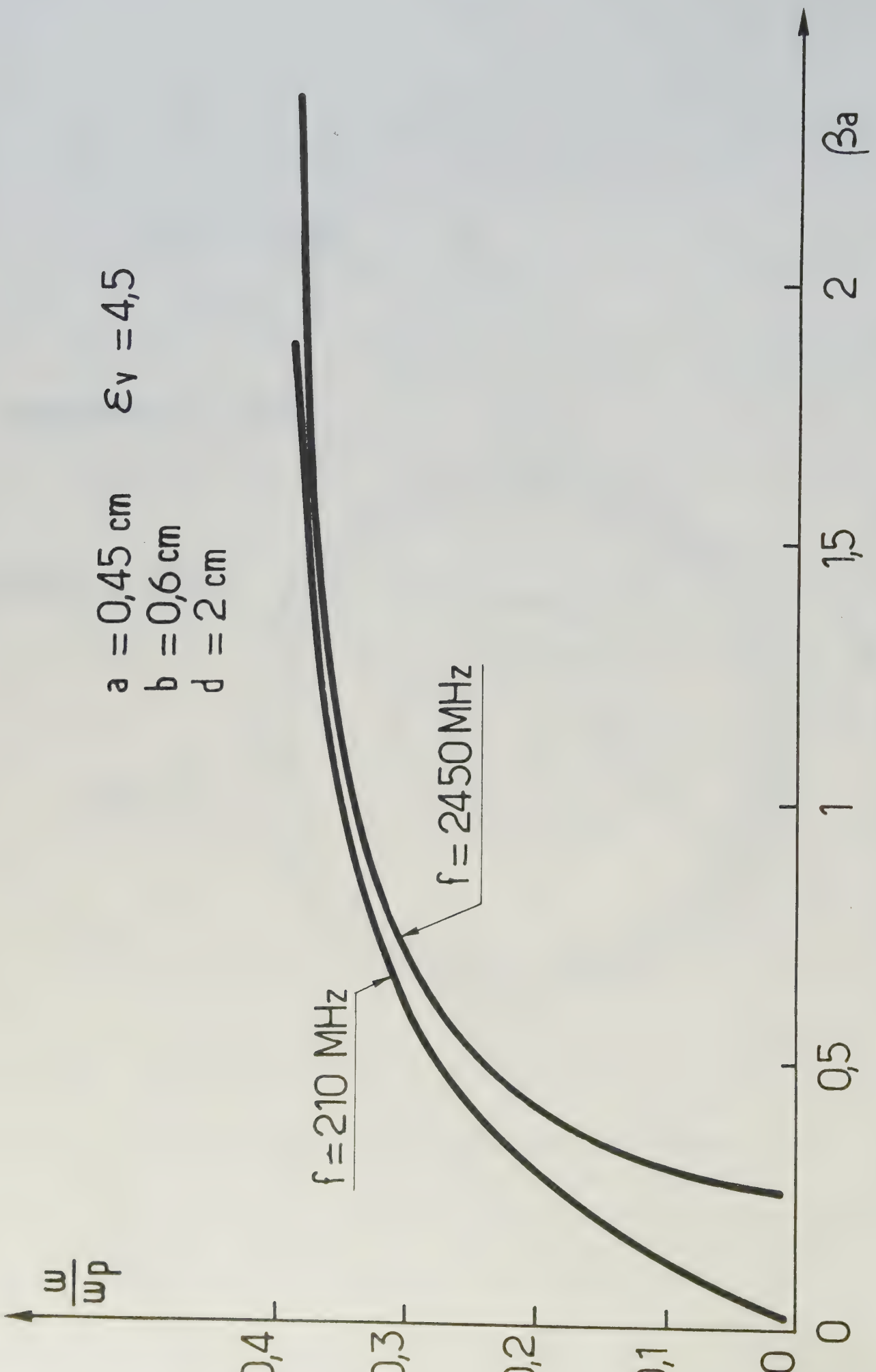

FIGURE (II.1.2) : Courbes de phase

La configuration du champ électrique au niveau de l'excitateur favorise uniquement l'excitation d'une onde de surface possédant la symétrie azimutale (m = 0, où m est le nombre d'onde azimutal). Ceci est confirmé expérimentalement par l'absence de variation de phase dans le champ électrique de l'onde de surface pour une rotation de l'antenne autour de l'axe.

On écrit ensuite les conditions habituelles de continuité des composantes tangentielles des champs E et H aux interfaces séparant les différents milieux. La solution de ces conditions aux limites donne l'équation de dispersion de l'onde de surface. Le calcul exact est fait dans l'appendice (1).

1.1.b. Résultats numériques

Pour se conformer à nos conditions expérimentales où la fréquence de l'onde f est fixe, alors que ω_p varie, on exploite cette équation de dispersion en traçant la courbe de phase $\frac{\omega}{\omega_p}$ à $\omega = 2\pi f$ fixe en fonction de β (cf. fig. (III.1.2)).
Nous notons deux limites importantes :

$$- \text{ si } \frac{\omega}{\omega_p} \to 0 \qquad \beta \to k_o\sqrt{\varepsilon} \tag{III.1.3}$$

avec $k_o = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_o}$

ε prend une valeur comprise entre ε_v et 1. Ceci peut s'expliquer de la manière suivante : si à l'extérieur du plasma, seul le diélectrique existait, β tendrait vers $k_o\sqrt{\varepsilon_v}$; par contre si le plasma était uniquement entouré d'air, β tendrait vers k_o. Du fait de l'existence à la fois du diélectrique et de l'air, β tend vers $k_o\sqrt{\varepsilon}$ avec ε compris entre ε_v et 1.

$$- \text{ si } \beta \to \infty \quad , \qquad \frac{\omega}{\omega_p} \to \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon_v}} \tag{III.1.4}$$

Ce qui revient à $|\varepsilon_p| \to \varepsilon_v$.

Cette relation définit la densité électronique de coupure n_c au-dessous de laquelle l'onde de surface de fréquence f ne se propage plus.

Elle ne dépend que du plasma et du diélectrique. Ceci s'explique, comme nous le verrons par la suite, par le fait qu'aux grandes valeurs de β, l'énergie est en quasi totalité concentrée à l'interface PLASMA-DIELECTRIQUE, donc seules les propriétés de cette dernière jouent un rôle.

A partir de la relation (III.1.4), la densité de coupure n_c s'écrit :

$$n_c = 1.245\ 10^{-8}\ f^2\ (1 + \varepsilon_v) \qquad \text{(III.1.5)}$$

f en Hz et n_c en cm^{-3}.

Dans le cadre de notre expérience, pour les différentes valeurs de fréquences utilisées, n_c est égale à

$f = 2\ 450$ MHz et $\varepsilon_v = 4.5$ $\quad n_c = 4.11\ 10^{11}\ cm^{-3}$

$f = 210$ MHz et $\varepsilon_v = 4.5$ $\quad n_c = 3.02\ 10^{9}\ cm^{-3}$

Ceci montre que pour obtenir de faibles densités électroniques dans un plasma créé par une onde de surface, on doit utiliser de faibles fréquences d'excitation.

Par ailleurs, en examinant les courbes de phase (fig. III. 1.2), nous remarquons deux régions importantes :

- faibles valeurs de $\frac{\omega}{\omega_P}$:

Dans cette région de la courbe de phase, nous n'avons pour de grandes variations de $\frac{\omega}{\omega_P}$ (donc de la densité électronique) qu'une légère variation de β. La longueur d'onde demeure proche de celle d'une onde électromagnétique se propageant dans un diélectrique classique de permittivité relative ε.

Comme nous le préciserons en étudiant les champs électromagnétiques et la répartition énergétique, la description du comportement de l'onde dans cette région est proche de celle d'une onde électromagnétique dans un coaxial.

- grandes valeurs de β

Nous remarquons dans cette région que pour de faibles variations de $\frac{\omega}{\omega_p}$, β varie d'une façon importante. Par ailleurs, tous les arguments des fonctions de Bessel contenues dans les expressions des champs tendent vers βr. Ceci permet de normaliser, dans cette région, la courbe de phase par rapport à βa (a étant le rayon du tube). Cette portion de la courbe de phase est la même que celle obtenue dans l'approximation quasi-statique (ce qui est normal car pour β grand la vitesse de phase est très inférieure à la vitesse de la lumière).

Nous verrons que les caractéristiques de l'onde de surface (champs, énergies...) sont différentes suivant qu'on se situe aux faibles valeurs de $\frac{\omega}{\omega_p}$ ou aux grandes valeurs de β. Il nous semble intéressant, pour cette raison, de continuer à faire une étude systématique de ces deux régions pour toutes les grandeurs électromagnétiques.

D'après la figure (III.1.2), la courbe de phase correspondant au 210 MHz est au-dess us de celle relative à 2 450 MHz. Ceci montre que plus la fréquence d'excitation est grande, plus la densité électronique tend plus rapidement vers la densité critique.

Nous avons représenté sur la figure (III.1.3) la variation d: la densité électronique en fonction de la longueur d'onde. Cette courbe est directement exploitable pour mesurer la densité électronique à partir de la longueur d'onde. On remarque que :

- Pour une même densité électronique, la longueur d'onde est d'autant plus grande que la fréquence d'excitation est petite.

- La densité électronique varie très vite avec la longueur d'onde quand celle-ci est voisine de $\frac{\lambda_o}{\sqrt{\varepsilon}}$. Ceci entraîne alors, pour la méthode de mesure que nous utilisons, une grande erreur sur la détermination des fortes densités électroniques.

1.2. CHAMPS ELECTRIQUES

Dans l'appendice (1), nous donnons les expressions des champs électromagnétiques dans chacun des milieux. Nous avons dans chaque milieu deux composantes du champ électrique E_z et E_r et une du champ magnétique H_φ. Ainsi pour chaque point de la courbe de dispersion $(\frac{\omega}{\omega_p}, \beta)$, tous les champs sont parfaitement définis si on connait la puissance incidente. Dans le cadre théorique, toutes ces grandeurs électromagnétiques ont été évaluées pour une puissance incidente égale à un watt (voir normalisation : appendice 1).

Nous allons dans cette partie étudier d'une part la variation radiale des champs électriques dans les différents milieux et d'autre part la variation de leurs valeurs aux interfaces en fonction du couple $(\frac{\omega}{\omega p}, \beta)$. Le champ magnétique H_φ joue très peu de rôle et de ce fait ne sera pas décrit. Toutefois nous nous intéressons au paragraphe suivant à l'énergie magnétique.

1.2.a. Milieu 1 : PLASMA

Quel que soit le point de la courbe de dispersion, le champ E_z est dominant et les champs sont maximum en r = a, puis décroissent ensuite dans le plasma. Leur pénétration, dans ce dernier, dépend de l'argument Γr des fonctions de Bessel, Γ étant donné par la relation :

$$\Gamma^2 = \beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2} + \frac{\omega_P^2}{c^2} \qquad \text{(III.1.6)}$$

Plus Γ est grand, plus la pente des champs en fonction de r est grande. Les champs pénètrent alors moins à l'intérieur du plasma.

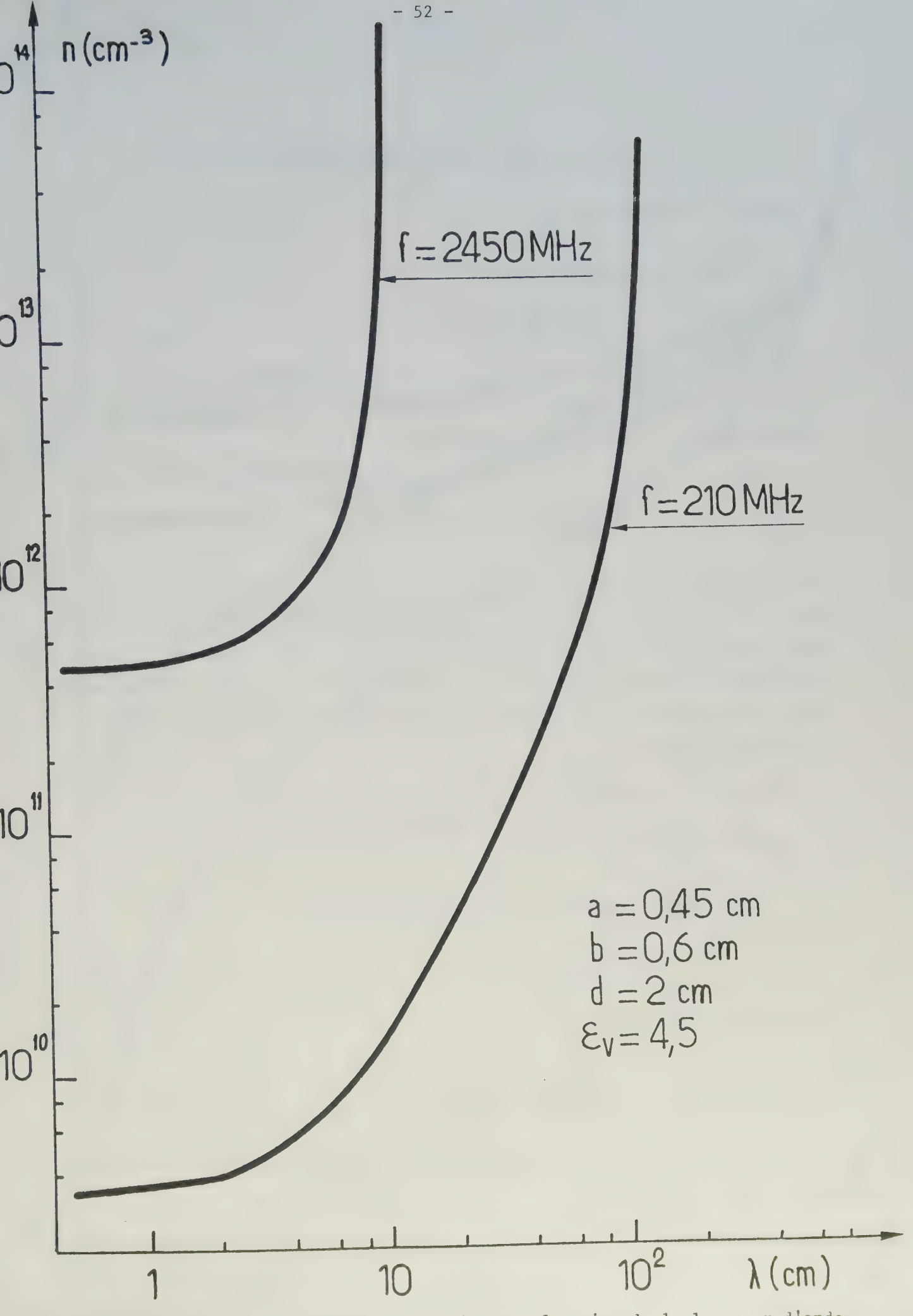

FIGURE (III.1.3) : Densité électronique en fonction de la longueur d'onde

1.2.a.1. Valeur des champs électriques en r = a

- faibles valeurs de $\frac{\omega}{\omega_P}$

Nous avons dans ce cas :

$$\Gamma^2 \simeq \frac{\omega_P^2}{c^2} >> \beta^2 \qquad \text{(III.1.7)}$$

En outre, d'après l'appendice (1), le rapport des champs électriques E_z et E_r est donné par :

$$\frac{E_z(r=a)}{E_r(r=a)} = \frac{\Gamma}{\beta} \frac{I_o(\Gamma a)}{I_1(\Gamma a)} \qquad \text{(III.1.8)}$$

Γ est très grand devant β, de plus du fait que la fonction $I_o(\Gamma a)$ est plus grande que $I_1(\Gamma a)$ et qu'elle tend vers cette dernière pour les grandes valeurs de Γa, le champ électrique E_z (r = a) devient donc très supérieur au champ E_r (r = a) aux fortes densités électroniques. On obtient dans ce cas approximativement :

$$\frac{E_z(r=a)}{E_r(r=a)} \simeq \frac{\omega_P}{\omega} \qquad \text{(III.1.9)}$$

- grandes valeurs de β

D'après (III.1.6), nous avons alors :

$$\Gamma^2 \simeq \beta^2 \qquad \text{(III.1.10)}$$

d'où d'après (III.1.8) :

$$\frac{E_z(r=a)}{E_r(r=a)} \simeq \frac{I_o(\beta a)}{I_1(\beta a)} \qquad \text{(III.1.11)}$$

Or pour les grandes valeurs de βa, $I_1(\beta a)$ tend vers $I_o(\beta a)$. Ce qui donne finalement :

$$E_z(r=a) \simeq E_r(r=a) \qquad \text{(III.1.12)}$$

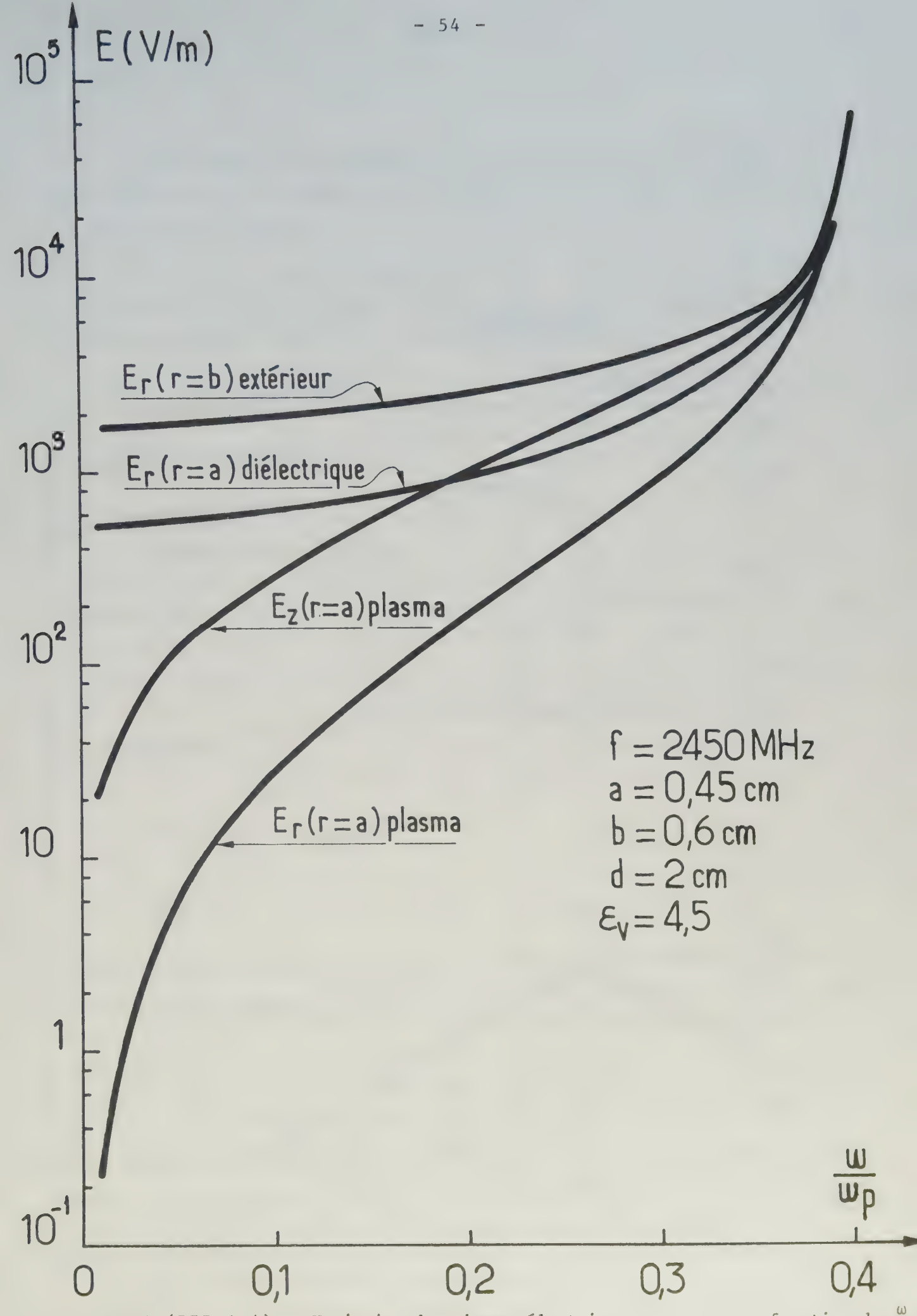

FIGURE (III.1.4) : Variation des champs électriques en r = a en fonction de $\frac{\omega}{\omega_p}$

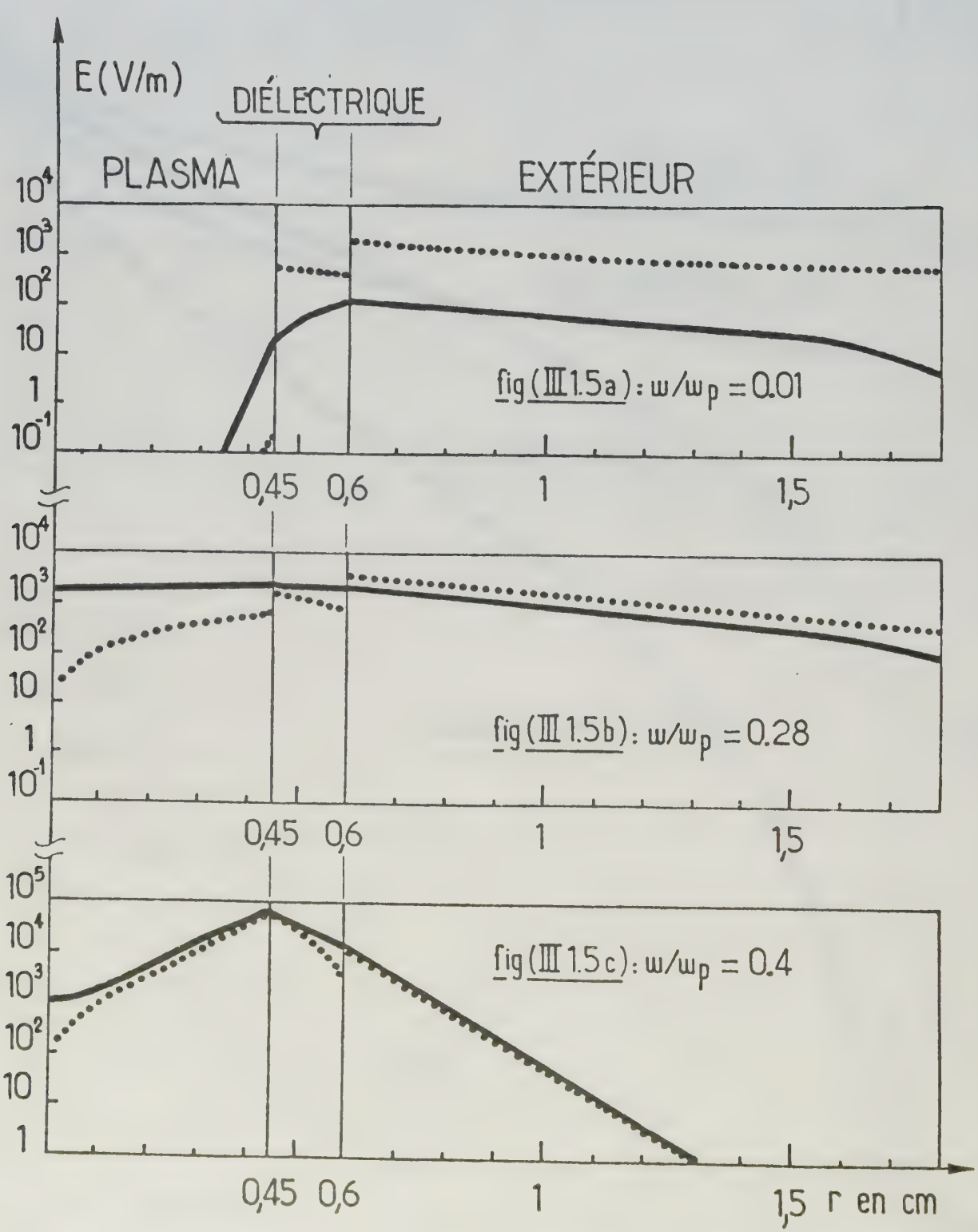

FIGURE (III.1.5) : Distribution radiale des champs électriques dans les différents milieux (paramètre : $\frac{\omega}{\omega_P}$)
(——) champ E_z - (...) champ E_r

Les champs électriques E_z et E_r sont donc approximativement égaux en r = a pour les densités électroniques voisines de la densité de coupure.

- Par ailleurs, d'après la figure (III.1.4), les champs électriques en r = a augmentent avec $\frac{\omega}{\omega_p}$, le champ $E_r(r=a)$ augmentant cependant plus vite que le champ $E_z(r=a)$.

1.2.a.2. Répartition radiale

- faibles valeurs de $\frac{\omega}{\omega_p}$

D'après (III.1.7) : $\Gamma \simeq \frac{\omega_p}{c}$

Γ prend donc des valeurs importantes pour les fortes densités électroniques. Dans ce cas, comme le montre la figure (III.1.5.a), les champs pénètrent très peu à l'intérieur du plasma et sont faibles par rapport aux champs électriques à l'extérieur. L'énergie est par conséquent en quasi totalité à l'extérieur du plasma.

Par exemple, pour $\frac{\omega}{\omega_p} \simeq 0.01$, la pénétration δ des champs (définie par $\frac{E(r=a)}{E(r=a-\delta)} = 2$) est de l'ordre de 0.2 mm.

- grandes valeurs de β

D'après (III.1.10) : $\Gamma \simeq \beta$

Γ varie donc comme β et atteint ainsi de grandes valeurs quand β augmente. Les champs électriques pénètrent également très peu dans le plasma, mais contrairement au cas précédent, sont supérieurs aux champs à l'extérieur (cf. fig. (III.1.5.c)). L'énergie est alors en grande partie concentrée à l'interface PLASMA-DIELECTRIQUE pour les grandes valeurs de β. On retrouve donc les résultats de l'approximation quasi-statique.

Par exemple, pour $\frac{\omega}{\omega_p} \simeq 0.4$, la pénétration est de l'ordre de 0.5 mm. Elle diminue par la suite quand $\frac{\omega}{\omega_p}$ augmente.

- D'après la figure (III.1.6), Γ passe par un minimum. Autour de ce minimum, les champs électriques varient très peu radialement et la dénomination d'onde de surface n'est pas tout à fait appropriée (cf. fig. (III.1.5.b)).

1.2.b. Milieu 2 et 3 : diélectrique et extérieur

Dans le diélectrique et à l'extérieur, c'est le champ E_r qui est dominant.

Faisons tout d'abord les remarques suivantes :

- Quel que soit le point de la courbe de dispersion nous avons en r = a :

$$\frac{|E_r(r=a)|_{\text{diélectrique}}}{|E_r(r=a)|_{\text{plasma}}} = \frac{|\varepsilon_p|}{\varepsilon_v} \qquad \text{(III.1.13)}$$

Pour les faibles $\frac{\omega}{\omega_p}$ où $|\varepsilon_p| >> \varepsilon_v$, il y a donc une très grande discontinuité entre les deux champs électriques. Cette discontinuité diminue par la suite quand $\frac{\omega}{\omega_p}$ croît. Pour les grandes valeurs de β, $|\varepsilon_p|$ tend vers ε_v et les valeurs absolues des champs E_r en r = a sont alors quasiment égales.

- Par ailleurs en r = b nous avons toujours :

$$\frac{|E_r(r=b)|_{\text{extérieur}}}{|E_r(r=b)|_{\text{diélectrique}}} = \varepsilon_v \qquad \text{(III.1.14)}$$

1.2.b.1. Valeur des champs sur les parois

- faibles valeurs de $\frac{\omega}{\omega_p}$

Le champ E_r à l'extérieur prédomine et nous avons en tout point r dans le diélectrique et à l'extérieur :

$$E_z < E_r$$

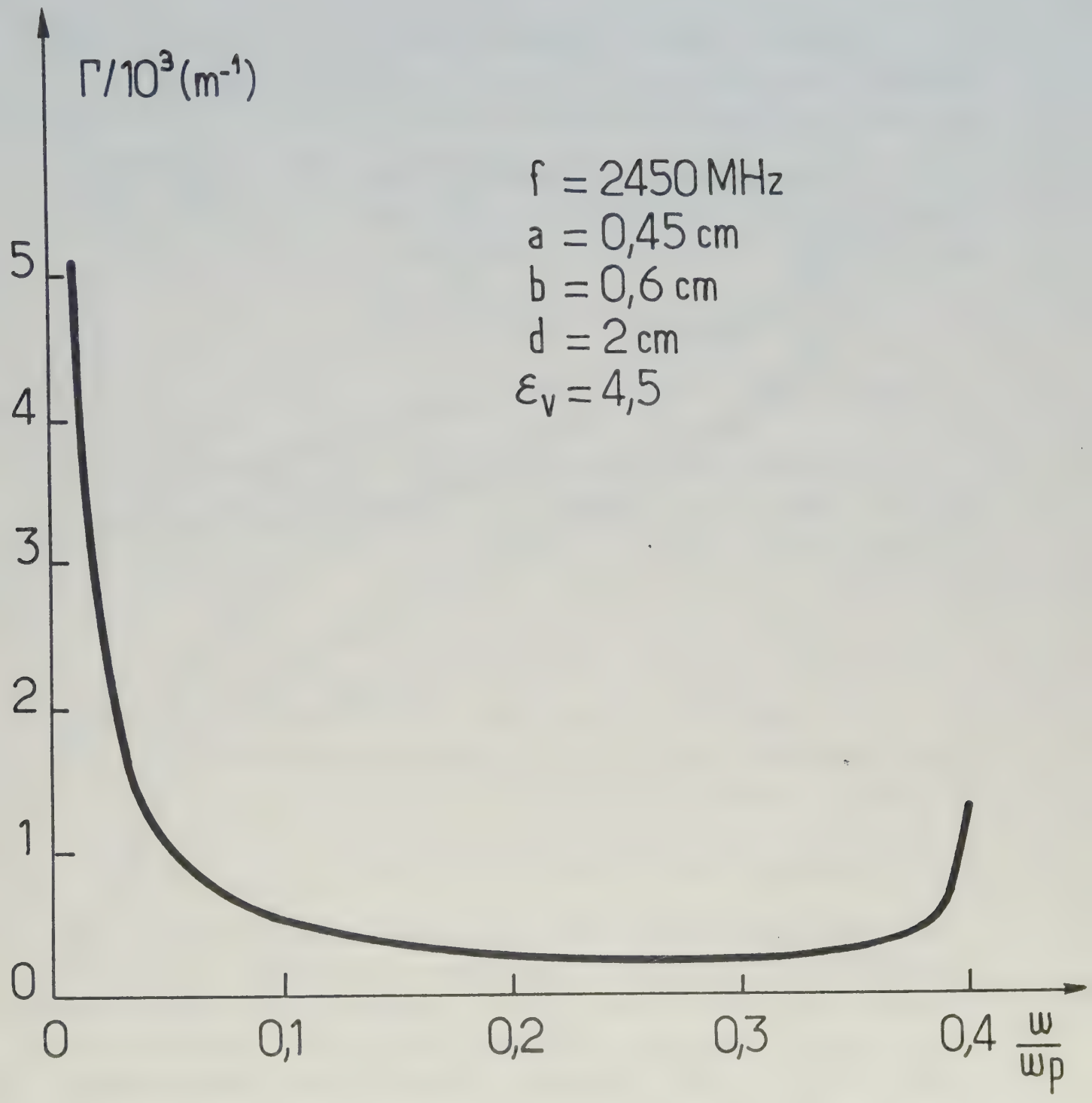

FIGURE (III.1.6) : Variation de Γ en fonction de $\frac{\omega}{\omega_P}$

- grandes valeurs de β

Le champ E_r dans le diélectrique en r = a est prédominant. Cependant les champs E_z et E_r sont dans ce cas du même ordre de grandeur dans chacun des deux milieux (diélectrique et extérieur).

- Nous remarquons, d'après la figure (III.1.4), que le champ $E_r(r=b)$ à l'extérieur croît avec $\frac{\omega}{\omega_p}$, mais le champ $E_r(r=a)$ dans le diélectrique augmente plus vite.

1.2.b.2. Répartition radiale

- faibles valeurs de $\frac{\omega}{\omega_p}$

Les champs électriques décroissent très lentement à l'extérieur. Dans le diélectrique, le champ E_r décroît également très lentement quand r agumente ; par contre le champ E_z croît (cf. fig. III.1.5.a)).

- grandes valeurs de β

Les champs électriques dans le diélectrique et à l'extérieur décroissent très vite, en respectant bien entendu les conditions de continuité en r = b.

1.2.c. Influence de la fréquence de l'onde

Pour une fréquence de l'onde différente, les principaux points développés ci-dessus sont vérifiés c'est-à-dire que les répartitions radiales ainsi que la comparaison relative des champs sur les parois demeurent inchangées. Par contre, les valeurs des champs, pour une même puissance incidente et une même densité électronique, sont différentes suivant la fréquence de l'onde.

Nous avons représenté sur la figure (III.1.7) les champs $E_z(r=a)$ dans le plasma et $E_z(r=b)$ à l'extérieur en fonction de $\frac{\omega}{\omega_p}$ pour deux fréquences différentes (f = 2 450 MHz et f = 210 MHz).

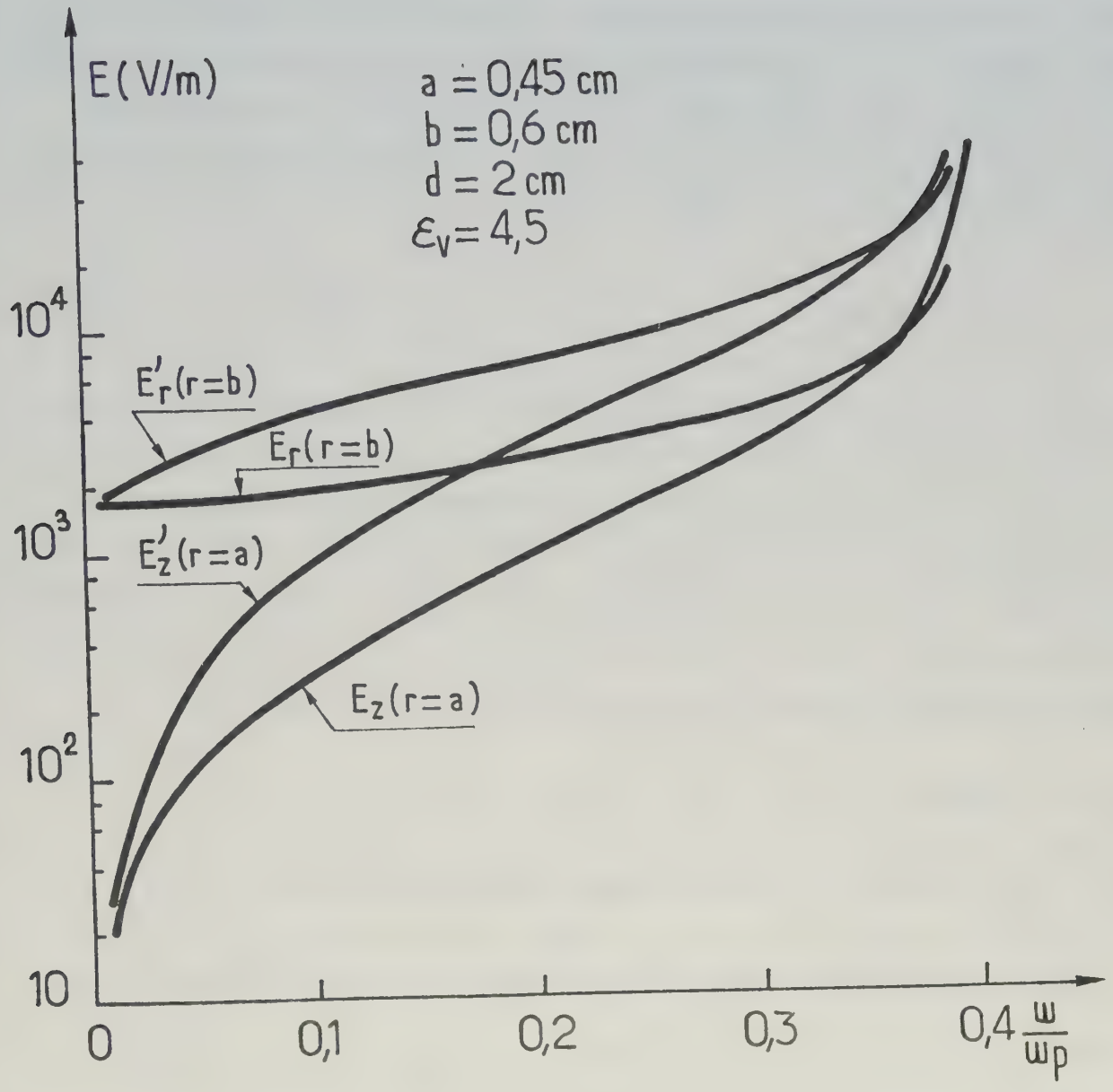

FIGURE (III.1.7) : Variation des champs électriques en fonction de $\frac{\omega}{\omega_P}$

$E_z(r=a)$ dans le plasma et $E_r(r=b)$ à l'extérieur à 2 450 MHz

$E'_z(r=a)$ dans le plasma et $E'_r(r=b)$ à l'extérieur à 210 MHz

Nous remarquons que pour un même $\frac{\omega}{\omega_p}$, les champs électriques $E_z(r=a)$ dans le plasma et $E_r(r=a)$ sont plus grands dans le cas de la fréquence de l'onde à 210 MHz. Par contre, une comparaison des résultats obtenus pour une même densité électronique mais des fréquences différentes montre que les champs électriques sont plus grands à 2 450 MHz qu'à 210 MHz. Plus particulièrement, pour les densités comprises entre 10^{12} et 10^{13} cm^{-3}, le rapport du champ $E_z(r=a)$ à 2 450 MHz sur celui à 210 MHz est approximativement égal à 20 pour une même densité.

1.3. ENERGIE

A partir des équations de Maxwell et des équations linéarisées de conservation de la quantité de mouvement et de conservation des particules, Bers (25) a obtenu dans le cas général d'une onde libre ou guidée se propageant dans un plasma des relations entre les diverses énergies. Nous allons dans ce paragraphe appliquer ces résultats généraux au cas d'une onde de surface se propageant dans une structure composite (plasma-diélectrique-air) non soumise à un champ magnétique.

1.3.a. Théorie

L'énergie électromagnétique totale est donnée par :

$$U_t = U_{et} + U_{mt} + U_k \qquad \text{(III.1.15)}$$

avec $U_{et} = U_{ep} + U_{ev} + U_{ex}$: somme des énergies électriques dans les 3 milieux

$U_{mt} = U_{mp} + U_{mv} + U_{mx}$: somme des énergies magnétiques dans les 3 milieux

U_k : l'énergie cinétique dans le plasma.

Les indices p, v, x sont respectivement relatifs au plasma, au diélectrique et à l'extérieur ; nous désignons l'énergie totale par l'indice t.

Pour une variation en $e^{j\omega t}$, les diverses formes des valeurs moyennes dans le temps des énergies par unité de longueur s'expriment par les relations suivantes :

L'énergie électrique :

$$U_e = \int_S \frac{1}{4} \varepsilon_o \varepsilon' |E|^2 dS \qquad \text{(III.1.16)}$$

$\varepsilon' = 1$ pour l'extérieur et le plasma
$\varepsilon' = \varepsilon_v$ pour le diélectrique

L'énergie magnétique :

$$U_m = \int_S \frac{1}{4} \mu_o |H|^2 dS \qquad \text{(III.1.17)}$$

L'énergie cinétique des électrons :

$$U_k = \int_S \frac{1}{4} \varepsilon_o \frac{\omega_P^2}{\omega^2} |E|^2 dS \qquad \text{(III.1.18)}$$

L'intégration est faite sur toute la section droite du milieu étudié.

On considère par ailleurs que le système est sans perte ; on peut donc établir une relation entre les énergies, en tenant compte de la loi de conservation du flux de puissance le long de la structure. Cette relation, dite "relation de résonance", est vérifiée en tout point de la courbe de phase et s'écrit :

$$U_{mt} - U_{et} + U_k = 0 \qquad \text{(III.1.19)}$$

Il existe d'autres formes bien connues de cette relation : pour les ondes électromagnétiques dans un diélectrique classique $U_k = 0$, donc $U_e = U_m$, il y a alors toujours égalité entre l'énergie électrique et magnétique. Pour le cas de l'approximation quasi-statique où l'énergie magnétique est négligeable, on a $U_e = U_k$.

Les relations (III.1.15) et (III.1.19) permettent d'écrire :

$$U_t = 2U_{et} = 2(U_{mt} + U_k) \qquad \text{(III.1.20)}$$

1.3.b. Résultats numériques

L'étude des champs nous a permis d'avoir un aperçu de la variation des énergies, et de ce fait, nous allons dans cette partie détailler uniquement un certain nombre de points qui nous semblent importants.

Nous remarquons tout d'abord que l'énergie électromagnétique totale ($U_t = 2U_{et}$) augmente avec $\frac{\omega}{\omega_P}$ (cf. fig. (III.1.8)).

- faibles valeurs de $\frac{\omega}{\omega_P}$

L'énergie électromagnétique est en grande partie concentrée à l'extérieur du plasma (fig. III.1.9) sous forme électrique ou magnétique. L'énergie électrique totale est dans ce cas sensiblement égale à l'énergie magnétique totale, l'énergie cinétique étant négligeable (fig. III.1.8).

L'onde de surface a donc le même comportement que celui obtenu pour une onde électromagnétique classique. Ce résultat, lié au fait que la vitesse de phase est dans ce cas du même ordre de grandeur que $\frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$, nous conduit à affirmer qu'aux fortes densités, tout se passe comme si le plasma jouait très peu de rôle. Cependant, sans celui-ci l'onde de surface ne peut se propager, il se comporte donc uniquement comme un guide pour l'énergie.

En outre, conformément à ce qui a été vu au paragraphe précédent, les champs électriques E_r sont beaucoup plus grands que les champs E_z dans le diélectrique et à l'extérieur pour les fortes densités électroniques. Par conséquent les énergies électriques transverses U_{er} (relatives aux champs E_r) sont beaucoup plus grandes que les énergies électriques relatives au champ E_z dans le diélectrique et à l'extérieur, les énergies électriques

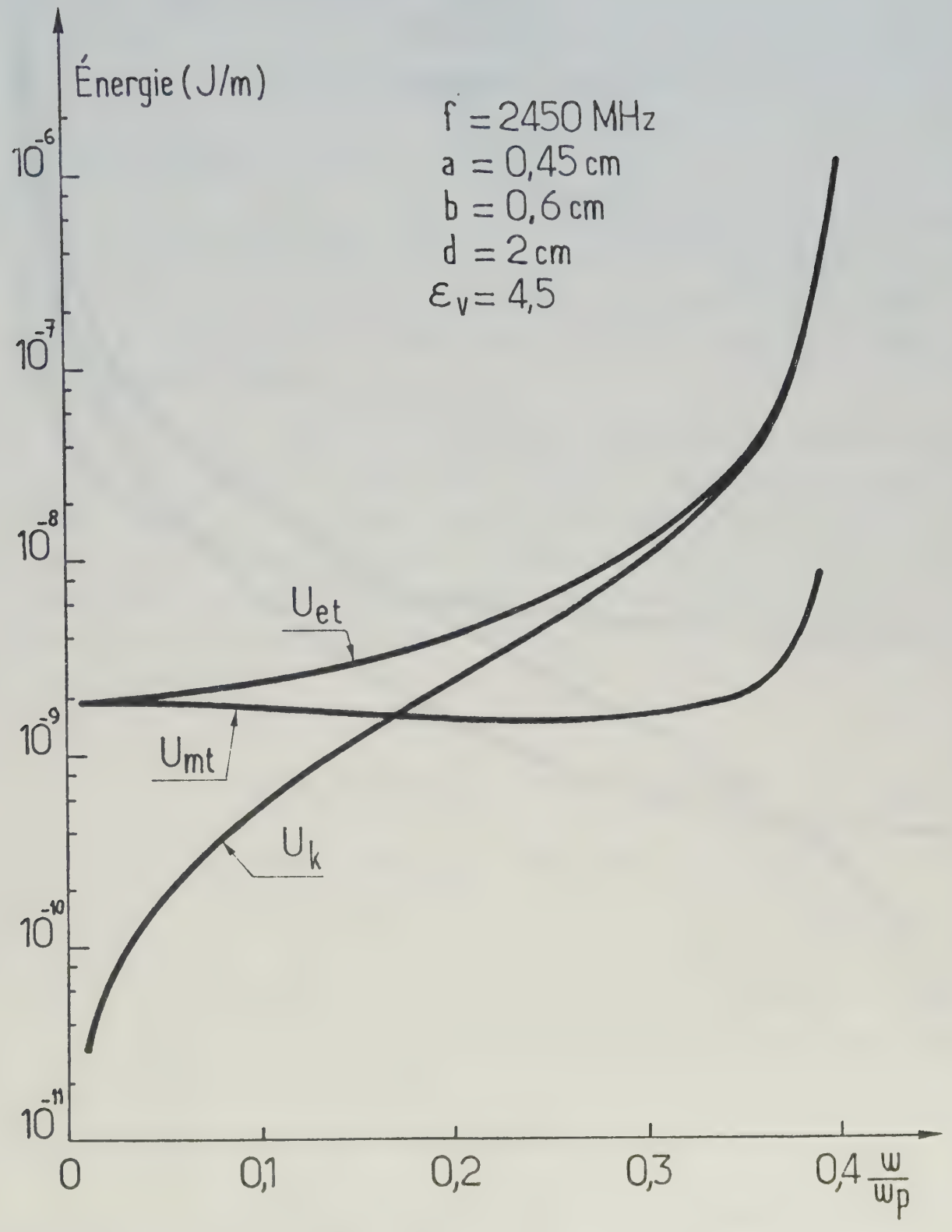

FIGURE (III.1.8) : Variation des différentes énergies totales en fonction de $\frac{\omega}{\omega_p}$

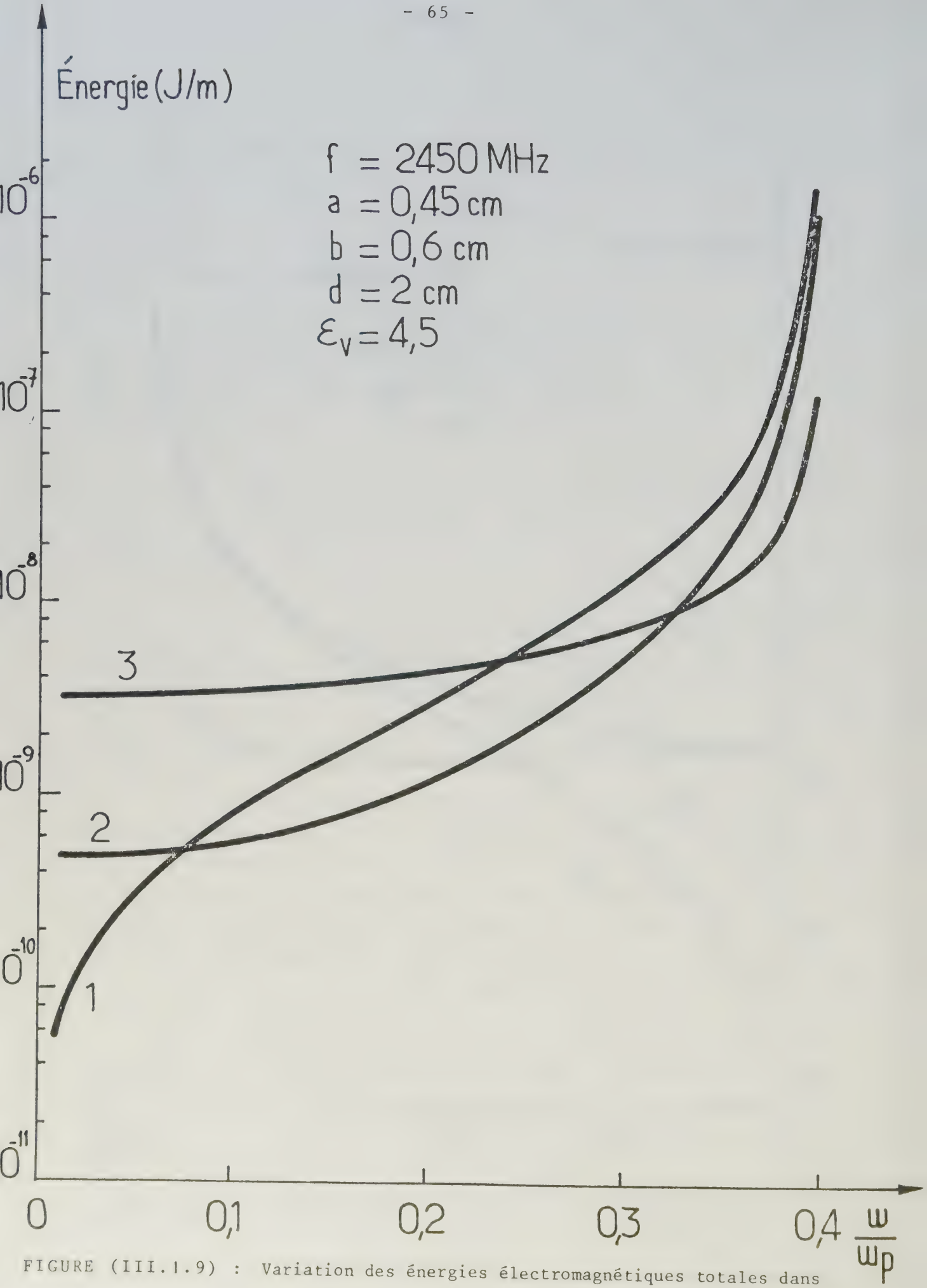

FIGURE (III.1.9) : Variation des énergies électromagnétiques totales dans les différents milieux en fonction de $\frac{\omega}{\omega_P}$

1 - PLASMA 2 - DIELECTRIQUE 3 - EXTERIEUR

dans le plasma étant négligeables, l'énergie électrique totale est donc égale approximativement à :

$$U_{et} = U_{ev\ transv} + U_{ex\ transv} \qquad \text{(III.1.21)}$$

- grandes valeurs de β

D'après la figure (III.1.9), l'énergie électromagnétique est en grande partie dans le plasma et dans le diélectrique et compte tenu des répartitions radiales des champs électriques, elle est donc de plus en plus concentrée à l'interface PLASMA-DIELECTRIQUE quand β augmente.

De plus, l'énergie magnétique totale est négligeable par rapport aux énergies électrique totale et cinétique (cf. fig. (III.1.8)). Par conséquent, pour les densités électroniques voisines de la densité critique, l'énergie électrique totale est sensiblement égale à l'énergie cinétique. Nous retrouvons donc "la relation de résonance" déduite dans le cadre de l'approximation quasi-statique.

1.4. VITESSE DE PHASE ET VITESSE DE GROUPE

La vitesse de phase est donnée par la relation :

$$v_\varphi = \frac{\omega}{\beta} \qquad \text{(III.1.22)}$$

Mais il est également possible de définir la vitesse de phase et la vitesse de groupe à partir des énergies électromagnétiques. En effet on montre que (25) :

La vitesse de phase est aussi égale à :

$$v_\varphi = \frac{P_{inc}}{2U_{\varepsilon\ transv}} \qquad \text{(III.1.23)}$$

et la vitesse de groupe à :

$$v_g = \frac{P_{inc}}{U_t} \qquad \text{(III.1.24)}$$

P_{inc} étant la puissance incidente de l'onde, U_t transverse étant définie par la relation :

$$U_{\varepsilon \text{ transv}} = U_{\text{et transv}} - U_{k \text{ transv}} \qquad \text{(III.1.25)}$$

Les vitesses de phase données par (III.1.23) et (III.1.22) sont évidemment égales pour un même couple $(\frac{\omega}{\omega_P}, \beta)$.

Par ailleurs, en comparant les relations (III.1.23) et (III.1.24), on obtient :

$$\frac{v_g}{v_\varphi} = \frac{2U_{\varepsilon \text{ transv}}}{U_t} \qquad \text{(III.1.26)}$$

Or
$$U_t = 2U_{et} = 2(U_{et \text{ transv}} + U_{et \text{ lon}}) \qquad \text{(III.1.27)}$$

$U_{et \text{ lon}}$ l'énergie électrique totale relative au champ E_z.
En tenant compte de (III.1.25) et (III.1.27), l'équation (III.1.26) s'écrit alors :

$$\frac{v_g}{v_\varphi} = \frac{U_{et \text{ transv}} - U_{k \text{ transv}}}{U_{et \text{ transv}} + U_{et \text{ lon}}} \qquad \text{(III.1.28)}$$

La vitesse de groupe est donc toujours inférieure à la vitesse de phase. Cependant, aux très faibles valeurs de $\frac{\omega}{\omega_P}$, l'énergie électrique totale est sensiblement égale à l'énergie électrique transverse d'après (III.1.21) et comme en outre l'énergie cinétique est négligeable, la vitesse de groupe est donc du même ordre de grandeur que la vitesse de phase. Pour les fortes densités électroniques, nous avons donc :

$$v_\varphi \simeq v_g \simeq \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} \qquad \text{(III.1.29)}$$

Par ailleurs, d'après la figure (III.1.10), la vitesse de phase décroît avec $\frac{\omega}{\omega_P}$, mais la vitesse de groupe décroît plus

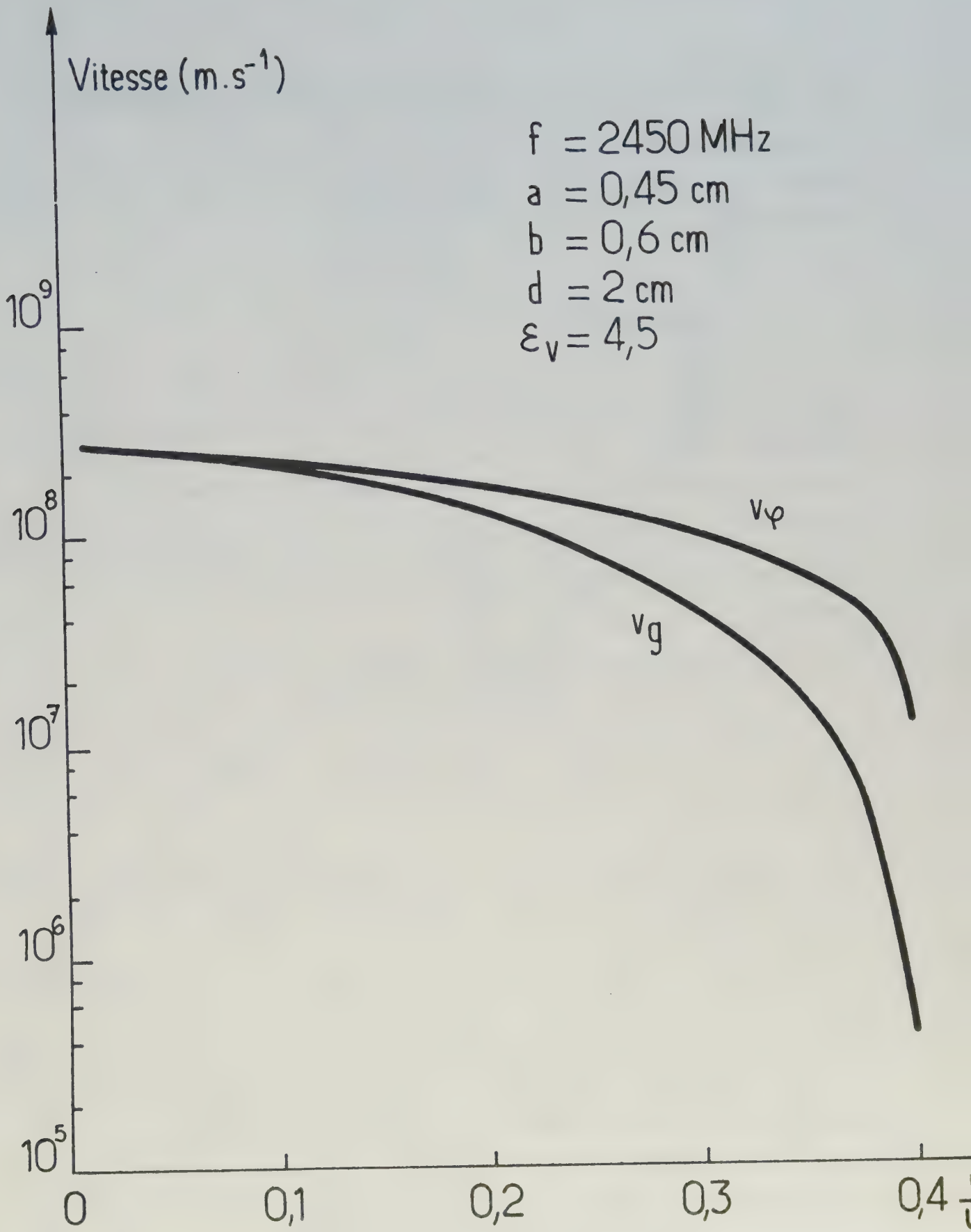

FIGURE (III.1.10) : Vitesses de phase et de groupe en fonction de $\frac{\omega}{\omega_p}$

vite. Cette décroissance rapide de la vitesse de groupe par rapport à la vitesse de phase s'explique par le fait que l'énergie cinétique transverse et l'énergie électrique totale relative aux champs E_z ne sont plus négligeables devant l'énergie électrique transverse.

1.5. ATTENUATION

Tous les calculs précédents ont été effectués en négligeant l'atténuation de l'onde devant β. Cependant la compréhension de l'évolution de la puissance de l'onde le long d'une colonne de plasma nécessite le calcul à posteriori de l'atténuation.

Elle peut être déterminée soit par le théorème de variation (27), soit en utilisant la définition classique de l'atténuation qui est :

$$2\alpha = \frac{\text{Puissance absorbée par unité de longueur}}{\text{Puissance incidente}} \qquad \text{(III.1.30)}$$

Nous allons tout d'abord comparer les valeurs des atténuations α' et α" obtenues respectivement dans le plasma et dans le diélectrique.

Dans le plasma, la puissance moyenne dissipée par unité de longueur $\frac{\partial U_d}{\partial t}$ est donnée par l'expression suivante :

$$\frac{\partial U_d}{\partial t} = \int_S \frac{1}{4}(\vec{E}^* . \vec{J} + \vec{E} . \vec{J}^*) dS \qquad \text{(III.1.31)}$$

S étant la section du plasma et $\vec{J} = \sigma\vec{E}$, σ est dans notre cas un scalaire et sa partie réelle est égale à $\nu\varepsilon_o \frac{\omega_P^2}{\omega^2 + \nu^2}$.

On obtient donc :

$$\frac{\partial U_d}{\partial t} = \frac{\nu}{2} \frac{\omega_P^2}{\omega^2 + \nu^2} \int_S \varepsilon_o |E|^2 dS \qquad \text{(III.1.32)}$$

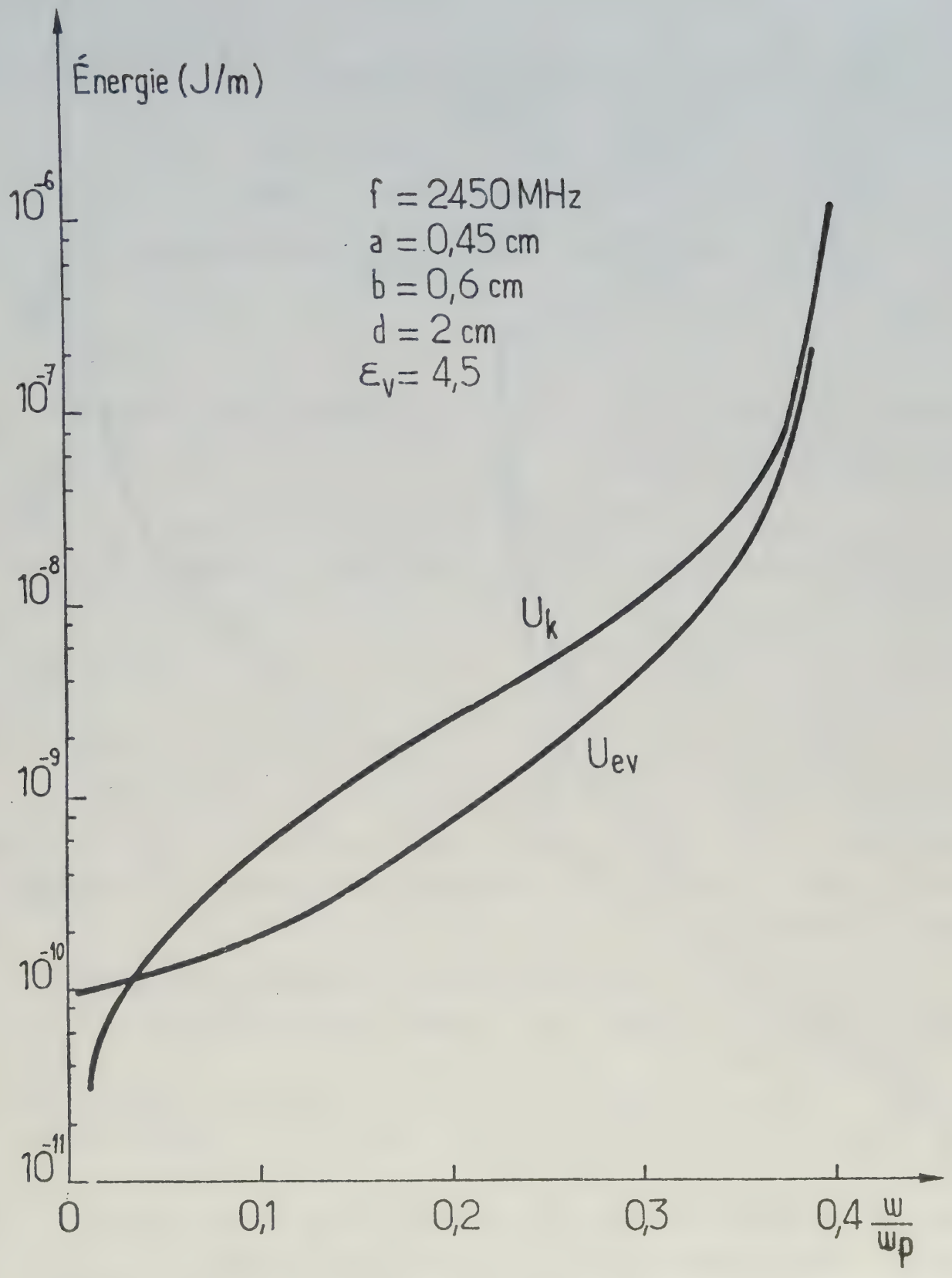

FIGURE (III.1.11) : Variation des énergies cinétique U_k et électrique dans le diélectrique U_{ev} en fonction de $\frac{\omega}{\omega_p}$

et comme $\nu << \omega$, l'atténuation s'écrit alors :

$$\alpha' = \frac{\nu}{4P_{inc}} \frac{\omega_P^2}{\omega^2} \int \varepsilon_o |E|^2 dS = \frac{\nu U_k}{P_{inc}} \qquad (III.1.33)$$

Dans le diélectrique, l'atténuation est donnée par (27) :

$$\alpha'' = \omega tg\delta \frac{U_{ev}}{P_{inc}} \qquad (III.1.34)$$

où $tg\delta = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_r}$ avec $\varepsilon_v = \varepsilon_r + j\varepsilon_i$ et U_{ev} l'énergie électrique totale dans le diélectrique.

Par exemple, pour $\frac{\nu}{\omega} \simeq 10^{-1}$ et $tg\delta \simeq 10^{-4}$, c'est-à-dire les conditions moyennes de notre expérience, le rapport $\frac{\alpha'}{\alpha''}$ s'écrit :

$$\frac{\alpha'}{\alpha''} \simeq 10^3 \frac{U_k}{U_{ev}} \qquad (III.1.35)$$

D'après la figure (III.1.11), on remarque que l'énergie cinétique U_k demeure supérieure à l'énergie électrique U_{ev}, sauf aux très faibles valeurs de $\frac{\omega}{\omega_P}$. Le rapport $\frac{U_k}{U_{ev}}$ demeure toutefois supérieur à 10^{-1}. Dans ces conditions, d'après (III.1.35), l'atténuation dans le diélectrique est négligeable devant l'atténuation dans le plasma.

On peut donc considérer que le seul milieu dissipatif dans la structure étudiée est le plasma caractérisé par une atténuation α égale à :

$$\alpha = \frac{\nu U_k}{P_{inc}} = \frac{\nu U_k}{v_g U_t} \qquad (III.1.36)$$

P_{inc} étant égale, d'après (III.1.24), à $v_g U_t$.

- Aux faibles valeurs de $\frac{\omega}{\omega_P}$, l'énergie cinétique est très petite devant l'énergie totale, l'atténuation est donc très petite aux fortes densités.

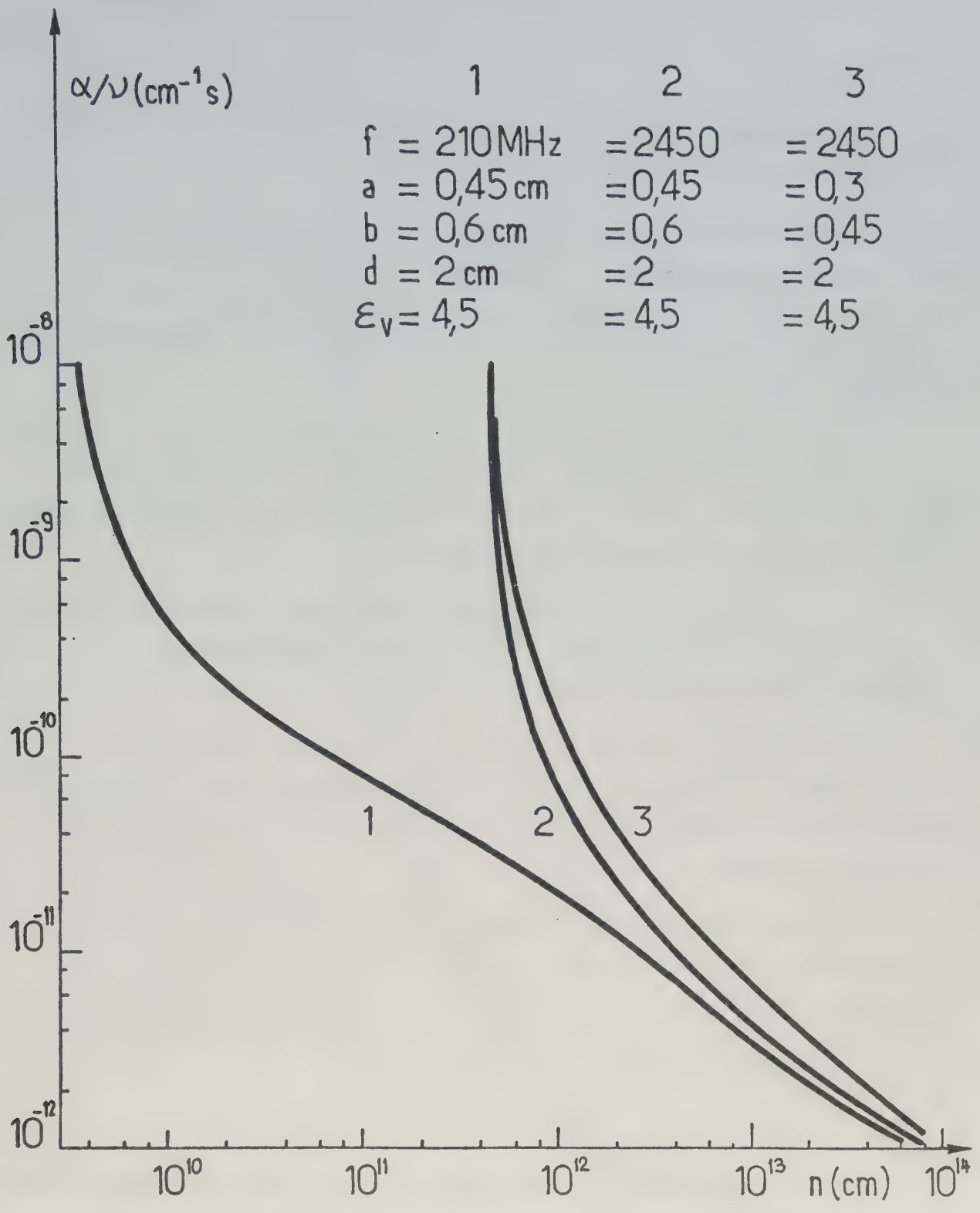

FIGURE (III.1.12) : Atténuation en fonction de la densité électronique

- Lorsque $\frac{\omega}{\omega_p}$ croît, le rapport $\frac{U_k}{U_t}$ augmente et v_g diminue, en conséquence, l'atténuation croît.

- Enfin, aux grandes valeurs de β, l'énergie cinétique est alors sensiblement égale à l'énergie électrique totale ($U_k \simeq U_{et} \simeq \frac{U_t}{2}$) et l'atténuation est donc approximativement égale à $\frac{\nu}{2v_g}$. Nous retrouvons la relation obtenue dans l'approximation quasi-statique.

Nous avons représenté sur la figure (III.1.12) le rapport $\frac{\alpha}{\nu}$ en fonction de la densité électronique. On note que $\frac{\alpha}{\nu}$ croît quand la densité n diminue. Par ailleurs, il nous semble intéressant de faire les remarques suivantes :

- L'atténuation de l'onde est directement obtenue à partir de l'équation de dispersion, elle est donc indépendante de la puissance incidente de l'onde.

- D'après la figure (III.1.12), pour une même densité électronique, l'atténuation de l'onde augmente quand le rayon diminue. Mais la forme de la courbe $\frac{\alpha}{\nu}$ en fonction de n demeure sensiblement la même.

- Quand on diminue la fréquence d'excitation de l'onde, l'atténuation décroît, pour la même densité électronique. Par ailleurs, d'après la figure (III.1.12), pour les densités électroniques comprises entre 10^{12} et 10^{13} cm^{-3}, la pente de $\frac{\alpha}{\nu}$ en fonction de n est plus faible à 210 MHz.

1.6. INFLUENCE DU PROFIL RADIAL DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

Jusqu'à maintenant, nous avons considéré que le plasma est homogène radialement. Nous allons dans ce paragraphe étudier l'influence du profil radial sur la courbe de dispersion. On utilise pour cela le théorème de variation démontré dans les références (25) et (27) qui permet d'étudier la déformation de la courbe de dispersion en fonction des divers paramètres (distribution radiale de densité, collisions, pertes dans le diélectrique...).

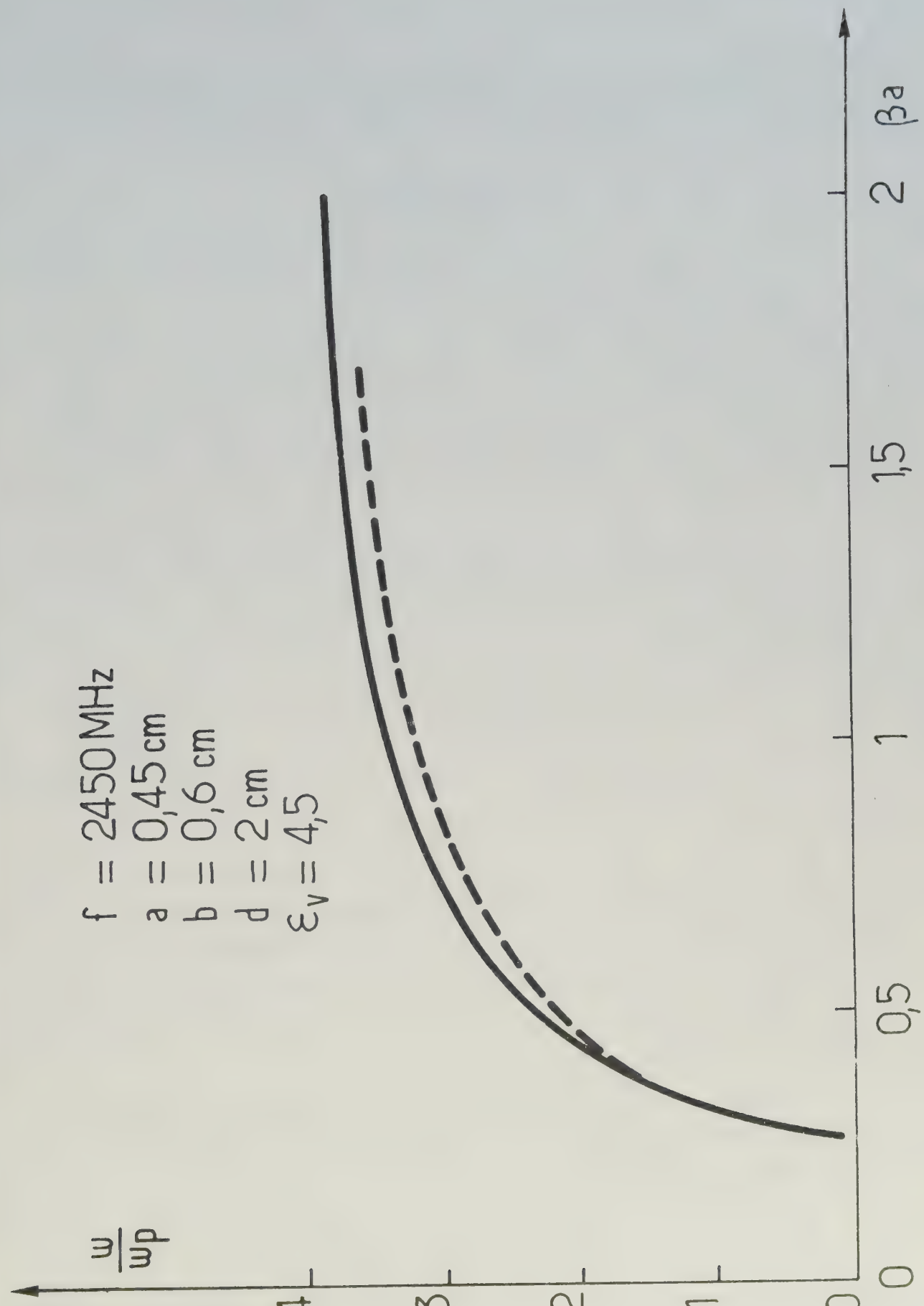

FIGURE (III.1.13) : Courbe de phase pour une distribution électronique plate (trait plein) et une distribution de densité en forme de Bessel J_o (-----)

On obtient en l'appliquant au cas qui nous intéresse, c'est-à-dire l'influence du profil radial l'expression suivante :

$$d\beta = - \omega \frac{\int_S \overline{w_k(S)} \frac{d\omega_p^2(S)}{\omega_p^2} dS}{P_{inc}} \qquad (III.1.37)$$

où $\overline{w_k(S)}$ est l'énergie cinétique moyenne par unité de volume, $d\omega_p^2(S)$ représente la variation locale de la densité électronique en fonction du rayon, ω_p^2 la valeur moyenne dans la section S considérée et $d\beta$ la variation du nombre d'onde due à l'inhomogénéité de la densité.

La relation (III.1.37) est appliquée à une distribution radiale en forme de fonction de Bessel J_o. En effet, comme nous le verrons par la suite, la densité électronique en fonction de r s'écrit :

$$n = n_o J_o\left(\mu \frac{r}{a}\right) \qquad (III.1.38)$$

où μ est une constante égale ou inférieure à 2.4 qui fixe la valeur de la densité électronique sur les parois.

Si $\mu = 2.4$, ceci suppose que le profil de la densité électronique est le même que celui d'une colonne positive et que la densité est donc nulle sur les parois. Nous obtenons, dans ce cas, la courbe de phase tracée en pointillé sur la figure (III. 1.13), celle en trait plein correspond à une densité électronique homogène radialement.

On remarque donc que la prise en compte de l'inhomogénéité radiale se fait sentir pour les faibles densités, mais que la variation demeure relativement faible.

En fait, nous avons pris un cas extrême. En réalité, d'après l'étude radiale de la densité, le profil radial de la densité électronique est moins accentué que celui de la colonne positive

et donc μ est plus petit que 2.4. Dans ce cas, la courbe de phase s'écarte encore moins de celle obtenue en considérant que le plasma est homogène radialement.

1.7. CONCLUSION

Nous avons résumé sur le tableau (2) l'évolution des grandeurs électromagnétiques d'une onde de surface, dont le mode est $m = 0$, se propageant dans un plasma. Nous avons pris comme paramètre $\frac{\omega}{\omega_p}$. Les valeurs notées ne sont exactes que pour la structure et la fréquence d'excitation utilisées. Par contre, les différents points développés au niveau des variations des grandeurs électromagnétiques demeurent inchangés si on fait varier la fréquence d'excitation ou les rayons des différents milieux.

En outre, tous ces calculs ont été faits en considérant que la fréquence de collision effective ν est négligeable devant la pulsation de l'onde ω. Un calcul (28) a été fait pour montrer l'évolution de toutes ces grandeurs quand ν n'est plus négligeable devant ω.

TABLEAU 2

$f = 2\ 450$ MHz $\Rightarrow$ $\lambda_o = 12.2$ cm

$a = 0.45$ cm $b = 0.6$ cm $d = 2$ cm $\varepsilon_v = 4.5$

	$\frac{\omega}{\omega_P} = 0.01$ $n = 7.5\ 10^{14}\ cm^{-3}$	$\frac{\omega}{\omega_P}$ augmente n décroît	$\frac{\omega}{\omega_P} = 0.4$ $n = 4.67\ 10^{11}\ cm^{-3}$
longueur d'onde λ	11 cm	λ décroît	0.5 cm
vitesse de phase v_φ	$2.7\ 10^8$ m/s	v_φ décroît	$1.18\ 10^7$ m/s
vitesse de groupe v_g	$2.7\ 10^8$ m/s	v_g décroît plus vite que v_φ	$4.3\ 10^5$ m/s
Champs dans le plasma	E_z : dominant $E_z(r=a) = 21.7$ V/m $E_r(r=a) = 0.23$ V/m Les champs décroissent très vite à l'intérieur du plasma	Les champs électriques en r = a augmentent, mais le champs $E_r(r=a)$ croît plus vite	$E_z \simeq E_r$ $E_z(r=a) = 6.5\ 10^4$ V/m $E_r(r=a) = 5.9\ 10^4$ V/m Les champs décroissent très vite à l'intérieur du plasma
Champs à l'extérieur et dans le diélectrique	E_r à l'extérieur dominant $E_r(r=b)_{ext} = 1.73\ 10^3$ V/m Les champs décroissent lentement à l'extérieur	Les champs électriques $E_r(r=a)$ dans le diélectrique et $E_r(r=b)$ à l'extérieur augmentent, mais $E_r(r=a)$ croît plus vite	$E_r(r=a)$ diélectrique dominant $E_r(r=a) = 6.9\ 10^4$ V/m Les champs décroissent très vite à l'extérieur et dans le diélectrique
ENERGIE	L'énergie est en grande partie à l'extérieur du plasma $U_{et} \simeq U_{mt} \simeq \frac{U_t}{2}$	Les énergies augmentent dans chacun des milieux mais l'énergie totale croît plus vite dans le plasma du fait de l'augmentation de l'énergie cinétique	L'énergie est en grande partie dans le plasma et dans le diélectrique $U_k \simeq U_{et} = \frac{U_t}{2}$
Atténuation α	$\alpha = 0.29\ 10^{-10}\ \nu m^{-1}$ $\frac{\nu}{2v_g} = 0.18\ 10^{-8}\ \nu m^{-1}$	α croît	$\alpha = 0.11\ 10^{-5}\ \nu m^{-1}$ $\frac{\nu}{2v_g} = 0.11\ 10^{-5}\ \nu m^{-1}$

2 . CREATION D'UN PLASMA PAR UNE ONDE DE SURFACE

Avant d'étudier les répartitions spatiales de la densité électronique en régime stationnaire, il nous semble intéressant de décrire brièvement le mécanisme de création d'un plasma par une onde de surface. Cette étude est faite en régime impulsionnel (29), (30).

La différence importante par rapport aux cas classiques de création d'un plasma par un champ H.F. est que d'une part le champ électromagnétique n'est pas appliqué simultanément en tout point de la zone où l'on crée le plasma et que d'autre part l'onde de surface ne peut se propager qu'en présence du plasma. La vitesse du front d'onde dépend donc du temps d'ionisation et on observe un front d'ionisation caractérisé par une vitesse v_f inférieure à la vitesse de groupe de l'onde.

Le mécanisme de création s'explique de la manière suivante :

Une fois l'amorçage réalisé au niveau de l'excitateur, l'onde de surface se propage, mais ainsi que nous l'avons précédemment signalé la condition d'existence de cette onde est que la densité électronique demeure supérieure à la densité critique n_c. Dans ces conditions et du fait que la vitesse du front d'ionisation est inférieure à la vitesse de groupe de l'onde (29), celle ci se réfléchit en bout du plasma instantané (on définit ainsi le plasma créé après un temps t à partir du début de l'impulsion). Il existe alors un gradient de densité électronique qui entraîne au bout du plasma instantané un gradient du champ électrique E.

A ce gradient de champ, est associée une force dite force pondéromotive qui va éjecter les électrons vers la région où le champ est nul. Cette force à laquelle est soumis chaque électron entre deux collisions avec les neutres est donnée par :

$$\vec{F} = \frac{e^2}{m\omega^2} \nabla |E|^2 \qquad \text{(III.2.1)}$$

Durant le temps t_c qui sépare deux collisions, l'électron possède donc une vitesse v_e, dirigée le long de l'axe du tube et dont la valeur est :

$$v_e = \frac{1}{2} \frac{e^2}{m^2 \omega^2} t_c \nabla |E|^2 \qquad \text{(III.2.2)}$$

On peut a priori considérer que la vitesse du front d'ionisation v_f est égale à la vitesse moyenne v_e des électrons.

Les électrons éjectés créent une nouvelle zone de plasma et l'onde de surface peut donc se propager sur une distance plus grande dans la mesure, bien sûr, où la densité électronique de la nouvelle zone de plasma est supérieure à la densité critique. De proche en proche, le plasma est ainsi créé. Cette théorie a fait l'objet de vérifications expérimentales (29),(30).

La longueur de plasma obtenue pour des impulsions d'une durée τ est donc donnée par :

$$\ell = \int_0^\tau v_f dt \qquad \text{(II.2.3)}$$

La longueur du plasma est donc d'autant plus grande que la durée de l'impulsion est grande pour une puissance incidente et une pression donnée. Cependant, si on continue à augmenter la durée d'impulsion τ sans varier la puissance incidente, on peut rencontrer en bout de colonne et au bout d'un temps t_1 inférieur à τ la situation où l'énergie nécessaire à l'éjection des électrons est trop faible (la puissance incidente ayant été en majeure partie absorbée le long du plasma instantané) pour que la densité électronique relative aux électrons éjectés soit plus grande que n_c. La longueur du plasma atteint alors une saturation pour toute durée d'impulsion (de même puissance) supérieure au temps t_1. Le plasma atteint donc un régime stationnaire à partir de ce temps t_1.

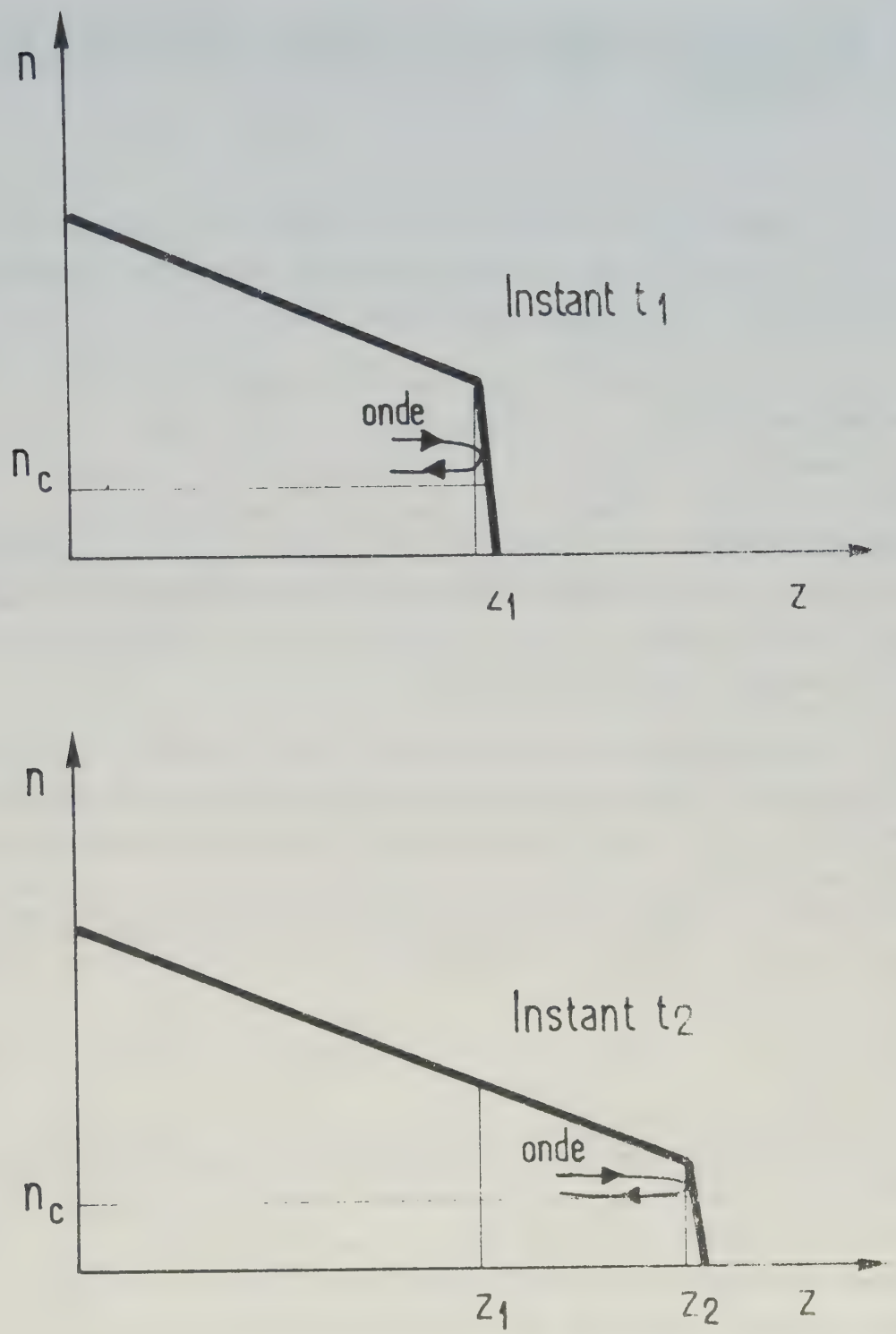

FIGURE (III.2.1) : Réflexion de l'onde de surface à l'extrémité du plasma à deux instants différents

3. DISTRIBUTION RADIALE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE EN REGIME STATIONNAIRE

Cette étude a été menée en parallèle avec celle de la distribution radiale des atomes excités dans une colonne de plasma produite par une onde de surface (22).

La distribution radiale des atomes excités est déterminée expérimentalement. Les mesures sont réalisées en enregistrant directement, par prospection radiale, soit l'émission des atomes excités, soit l'absorption que ces atomes produisent sur un rayonnement incident de référence. On montre théoriquement que la densité des atomes excités doit être proportionnelle à $n(r)E^2(r)$ où $n(r)$ est la densité électronique, $E(r)$ le champ électrique et r la position radiale.

En outre, dans la mesure où la diffusion ambipolaire est le principal mécanisme de pertes des particules chargées, on démontre en utilisant les équations de conservation des électrons et de conservation d'énergie de ces derniers que la distribution radiale électronique peut toujours être correctement approximée par une fonction de Bessel et s'écrit :

$$n(r) = n_o J_o\left(\mu \frac{r}{a}\right) \qquad \text{(III.3.1)}$$

Un ajustement des courbes théoriques $n(r)E^2(r)$ est ensuite obtenu en comparant ces dernières aux courbes expérimentales des atomes excités, le champ électrique $E(r)$ étant lié à la densité électronique par l'équation de dispersion de l'onde de surface. Ceci permet d'évaluer la constante μ et de fixer ainsi la valeur de la densité électronique sur les parois.

Le profil radial diffère peu de celui d'une colonne positive, exception faite de la valeur $n(a)$ prise sur les parois qui est généralement plus grande. Le rapport $\frac{n(a)}{n_o}$ croît avec la fréquence et est égal à 0.12 à 300 MHz et à 0.28 à 1 000 MHz. Le profil de la densité est de plus en plus plat quand la fréquence

d'excitation augmente. D'après le paragraphe (III.1.6), la courbe de phase de l'onde de surface s'écarte donc peu de celle obtenue en considérant que le plasma est homogène radialement.

Ceci nous permet donc de justifier l'hypothèse de l'utilisation de la courbe de phase obtenue avec un plasma homogène radialement, d'une part, dans les mesures de la densité électronique à partir de la longueur d'onde et d'autre part, dans la description de la décharge.

4. DISTRIBUTION LONGITUDINALE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE ET DE LA PUISSANCE INCIDENTE EN REGIME STATIONNAIRE

Ce paragraphe est consacré à l'étude de la distribution longitudinale de la densité électronique et du transfert d'énergie de l'onde au plasma. Toute cette partie fera l'objet de vérifications expérimentales au chapitre IV.

D'après le paragraphe (III.1.5), l'atténuation de l'onde de surface se propageant dans un plasma s'écrit :

$$\frac{\alpha}{\nu} = f(n) \qquad \text{(III.4.1)}$$

où pour une structure donnée, f(n) est une fonction dépendant uniquement de la densité électronique moyenne n dans une section donnée.

La relation (III.4.1) permet alors de connaître l'évolution longitudinale de la puissance incidente le long d'une colonne de plasma si la répartition longitudinale de la densité électronique et ν la fréquence de collision effective sont connues. A une distance z de l'excitateur, la puissance incidente s'exprime par la relation :

$$P_{inc}(z) = P_{inc_1} e^{-2\int_0^z \alpha(z)dz} \qquad \text{(III.4.2)}$$

P_{inc_1} étant la puissance incidente au niveau de l'excitateur.

La puissance absorbée dans une tranche Δz située à une distance z de l'excitateur est donc donnée par :

$$P_{abs}(\Delta z) = P_{inc}(z)\left[1 - e^{-2\int_{z}^{z+\Delta z} \alpha(z)dz}\right] \quad (III.4.3)$$

Les relations (III.4.1), (III.4.2) et (III.4.3) sont vérifiées pour toute onde de surface se propageant dans un plasma qu'elle soit ou non créatrice du plasma.

4.1. HYPOTHESE

Pour un plasma créé par une onde de surface, la seule source énergétique est l'onde. Afin de décrire ce transfert d'énergie, nous faisons l'hypothèse suivante :

La puissance absorbée par les électrons dans une tranche Δz, donnée par la relation (III.4.3), est proportionnelle au nombre d'électrons dans cette tranche Δz du plasma.

$$P_{abs}(\Delta z) = \theta S \int_{z}^{z+\Delta z} n(z)dz \quad (III.4.4)$$

S désigne la surface de la section du plasma qu'on suppose égale à la section intérieure du tube.
θ est une constante de proportionnalité dépendant a priori du gaz, de la pression, du rayon du tube et de la fréquence de l'onde, mais indépendante de la puissance incidente de l'onde. De ce fait, elle est constante le long de la colonne de plasma.

Cette hypothèse peut apparaître bien simplificatrice mais nous verrons, par la suite en interprétant les résultats expérimentaux qu'elle est entièrement justifiée dans le cadre de notre expérience.

4.2. METHODE DE CALCUL DU PROFIL LONGITUDINAL

Afin de déterminer théoriquement le profil longitudinal de la densité électronique et de la puissance incidente, il suffit d'évaluer expérimentalement θ en un point de la colonne de plasma, le calcul théorique de ce dernier n'étant pas a priori aisé.

Nous nous fixons comme origine l'excitateur. En ce point seront définies une puissance incidente P_{inc_1} et une densité électronique n_1 moyenne dans la section, obtenues expérimentalement. Le calcul numérique sera alors mené de la façon suivante :

On découpe, par la pensée, le plasma en tranches d'épaisseur Δz suffisamment petites pour qu'on puisse, dans une tranche, supposer la densité électronique constante ; la puissance absorbée dans la 1ère tranche Δz est donnée par la relation (III.4.3) :

$$P_{abs_1}(\Delta z) = P_{inc_1}(1 - e^{-2\alpha_1 \Delta z}) \qquad \text{(III.4.6)}$$

α_1 étant déterminée par la courbe $\frac{\alpha}{\nu} = f(n)$. Or, d'après (III.4.4) :

$$P_{abs_1}(\Delta z) = \theta n_1 S \Delta z \qquad \text{(III.4.7)}$$

En combinant les équations (III.4.6) et (III.4.7), on obtient :

$$\theta = \frac{P_{abs_1}}{n_1 S \Delta z} = \frac{P_{inc_1}(1 - e^{-2\alpha_1 \Delta z})}{n_1 S \Delta z} \qquad \text{(III.4.8)}$$

On remarque tout d'abord que si Δz est choisi suffisamment petit, on a :

$$2\alpha_1 \Delta z << 1 \Rightarrow \theta = \frac{2\alpha_1 P_{inc_1}}{n_1 S} \qquad \text{(III.4.9)}$$

Cette relation montre que θ ne dépend pas de la tranche Δz, cette dernière n'étant qu'un artifice du calcul.

Une fois θ fixée, dans la 2ème tranche, les relations (III.4.3) et (III.4.4) s'écrivent :

$$P_{abs_2}(\Delta z) = P_{inc_2}(1 - e^{-2\alpha_2 \Delta z}) \qquad \text{(III.4.10)}$$

$$P_{abs_2}(\Delta z) = \theta n_2 S \Delta z \qquad \text{(III.4.11)}$$

avec $$P_{inc_2} = P_{inc_1} e^{-2\alpha_1 \Delta z} \qquad \text{(III.4.12)}$$

La combinaison de ces trois équations conduit à :

$$n_2 = P_{inc_1} e^{-2\alpha_1 \Delta z} \frac{(1 - e^{-2\alpha_2 \Delta z})}{\theta S \Delta z} \qquad \text{(III.4.13)}$$

Par ailleurs, n_2 et α_2 doivent vérifier la loi :

$$\frac{\alpha}{\nu} = f(n) \qquad \text{(III.4.14)}$$

La solution du système d'équations (III.4.13) et (III.4.14), à deux inconnues α et n, permet de calculer α_2 et n_2. La solution de ce système est l'intersection des deux courbes suivantes :

$$\frac{\alpha}{\nu} = f(n)$$

et $$\alpha = -\frac{1}{2\Delta z} \text{Log}(1 - bn) \text{ avec } b = \frac{\theta S \Delta z}{P_{inc_1} e^{-2\alpha_1 \Delta z}}$$

La constante b étant entièrement déterminée par la tranche précédente. On obtient cette intersection en utilisant une méthode itérative.

Pour la 3ème tranche, on doit avoir :

$$n_3 = P_{inc_1} e^{-2\alpha_1 \Delta z} e^{-2\alpha_2 \Delta z} \frac{(1 - e^{-2\alpha_3 \Delta z})}{\theta S \Delta z}$$

avec n_3 et α_3 qui obéissent à la relation :

$$\frac{\alpha}{\nu} = f(n)$$

De même que précédemment, on calcule α_3 et n_3 et ainsi, de proche en proche, on obtient des densités électroniques de plus en plus petites le long de la colonne de plasma.

Le calcul est arrêté lorsque la densité électronique obtenue à la $n^{ième}$ tranche est de l'ordre de la densité de coupure. A partir de cette tranche, l'atténuation devient très grande et l'onde s'atténue entièrement sur une longueur dz inférieure à Δz.

On peut bien entendu, à partir de la $n^{ième}$ tranche, essayer de pousser le calcul pour se rapprocher de plus en plus de la densité de coupure, en prenant des longueurs de tranches δz de plus en plus petites. Ceci présente peu d'intérêt dans la mesure où la longueur totale du plasma diffère peu de celle obtenue en prenant des Δz égaux. La différence de ces deux longueurs est toujours inférieure à Δz.

Afin de déterminer les paramètres qui influent sur le profil longitudinal, nous allons à présent étudier la pente de la courbe de la densité électronique en fonction de z.

4.3. PENTE DE LA COURBE DE n = f(z)

Si Δz est suffisamment petit, les équations (III.4.3) et (III.4.4) s'écrivent respectivement :

$$P_{abs}(\Delta z) = 2\alpha(z)P_{inc}(z)\Delta z \qquad \text{(III.4.15)}$$

et

$$P_{abs}(\Delta z) = \theta n(z) S \Delta z \qquad \text{(III.4.16)}$$

avec

$$P_{inc}(z) = P_{inc_1} e^{-2\int_0^z \alpha(z)dz}$$

En égalisant les équations (III.4.15) et (III.4.16), on obtient :

$$2\alpha(z)P_{inc}(z) = \theta n(z) S \qquad \text{(III.4.17)}$$

La dérivée de l'équation (III.4.17) par rapport à z s'écrit :

$$2 \frac{d\alpha}{dz} P_{inc}(z) - 4\alpha^2 P_{inc}(z) = \theta \frac{dn}{dz} S \qquad \text{(III.4.18)}$$

En combinant les équations (III.4.17) et (III.4.18) et en écrivant que $\frac{d\alpha}{dz} = \frac{d\alpha}{dn} \frac{dn}{dz}$, on aboutit à :

$$\frac{dn}{dz} = \frac{-2\alpha n}{1 - \frac{n}{\alpha} \frac{d\alpha}{dn}} \qquad \text{(III.4.19)}$$

Il est intéressant de faire les remarques suivantes :

- D'après l'équation (III.4.19), la pente de la courbe de la densité électronique en fonction de z ne dépend que de la loi qui lie l'atténuation α à la densité n. On peut donc déterminer le profil de la densité électronique en fonction de z sans connaître la puissance incidente P_{inc_1}. Ceci s'explique par le fait que, suite à notre hypothèse, le rapport des densités électroniques entre deux tranches Δz égales de la colonne de plasma est dans le rapport des puissances absorbées. Celui-ci ne dépend que de l'évolution de l'atténuation le long de la colonne de plasma et est donc indépendant de la puissance incidente P_{inc_1}.

La connaissance de la puissance incidente P_{inc_1} permet de connaître l'évolution de cette dernière le long de la colonne, d'évaluer ainsi théoriquement et correctement les champs électriques et les énergies dans chacune des tranches Δz et bien entendu de déterminer expérimentalement θ.

- D'après le paragraphe (III.1.5), l'atténuation croît quand la densité diminue ; la dérivée $\frac{d\alpha}{dn}$ est donc négative. Ceci entraîne, d'après l'équation (III.4.19), que la densité électronique décroît le long de la colonne de plasma.

En examinant les courbes $\frac{\alpha}{\nu} = f(n)$, on remarque qu'il est toujours possible d'approximer α de la manière suivante :

$$\alpha = \nu\gamma n^{-s} \qquad \text{(III.4.20)}$$

s et γ étant ajustés pour une gamme de densités donnée.

Dans ce cas, l'équation (III.4.19) s'écrit :

$$\frac{dn}{dz} = -2\nu \frac{\gamma}{1+s} n^{-s+1} \qquad \text{(III.4.21)}$$

Nous avons fait ce calcul dans le cas de l'excitation à 2 450 MHz et pour la structure définie par a = 0.45 cm, b = 0.6 cm, d = 2 cm et $\varepsilon_v = 4.5$. On a obtenu alors les résultats reportés dans le tableau suivant :

$10^{13}\ cm^{-3} \leq n \leq 10^{14}\ cm^{-3}$	$\frac{\alpha}{\nu} \simeq 5.29\ 10^{-3}\ n^{-0.7}$	$\frac{dn}{dz} \simeq -\nu n^{0.3}$
$2.10^{12}\ cm^{-3} \leq n \leq 10^{13}\ cm^{-3}$	$\frac{\alpha}{\nu} \simeq 42\ n^{-1}$	$\frac{dn}{dz} \simeq -\nu$
$8.10^{11}\ cm^{-3} \leq n \leq 2.10^{12}\ cm^{-3}$	$\frac{\alpha}{\nu} \simeq 2.92\ 10^{11}\ n^{-1.8}$	$\frac{dn}{dz} \simeq -\nu n^{-0.8}$
$5.5\ 10^{11}\ cm^{-3} \leq n \leq 8.10^{11}\ cm^{-3}$	$\frac{\alpha}{\nu} \simeq 4.53\ 10^{37}\ n^{-4}$	$\frac{dn}{dz} \simeq -\nu n^{-3}$

$\simeq$: signifie proportionnel à

Afin de mettre en évidence la décroissance de la densité électronique pour toutes les gammes de densité obtenues expérimentalement, nous allons supposer que la densité à l'origine est supérieure à $10^{13}\ cm^{-3}$.

D'après le tableau ci-dessus, tant que la densité électronique est supérieure à $10^{13}\ cm^{-3}$, elle décroît le long de la colonne de plasma avec une pente de plus en plus faible. Lorsque n est compris entre $10^{13}\ cm^{-3}$ et $2.10^{12}\ cm^{-3}$, la pente est constante et la décroissance est alors linéaire. Pour les densité électroniques inférieures à $2.10^{12}\ cm^{-3}$, la décroissance devient plus rapide. Enfin au-dessous de $8.10^{11}\ cm^{-3}$, on observe une décroissance avec une pente de plus en plus grande. Ceci explique la raison pour laquelle la densité de coupure est atteinte sur une petite longueur dz.

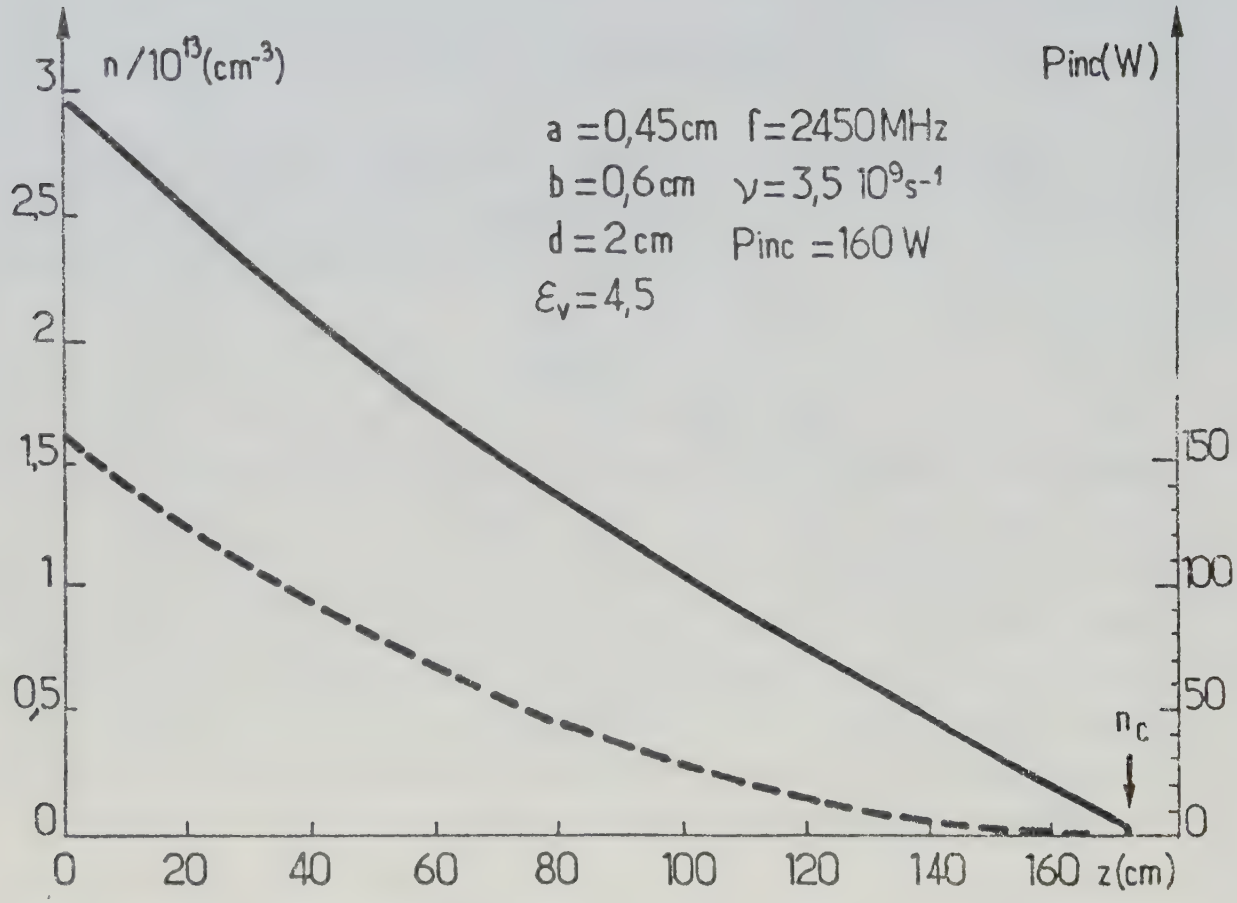

FIGURE (III.4.1) : Profil longitudinal de la densité (——) et de la puissance (- - -)

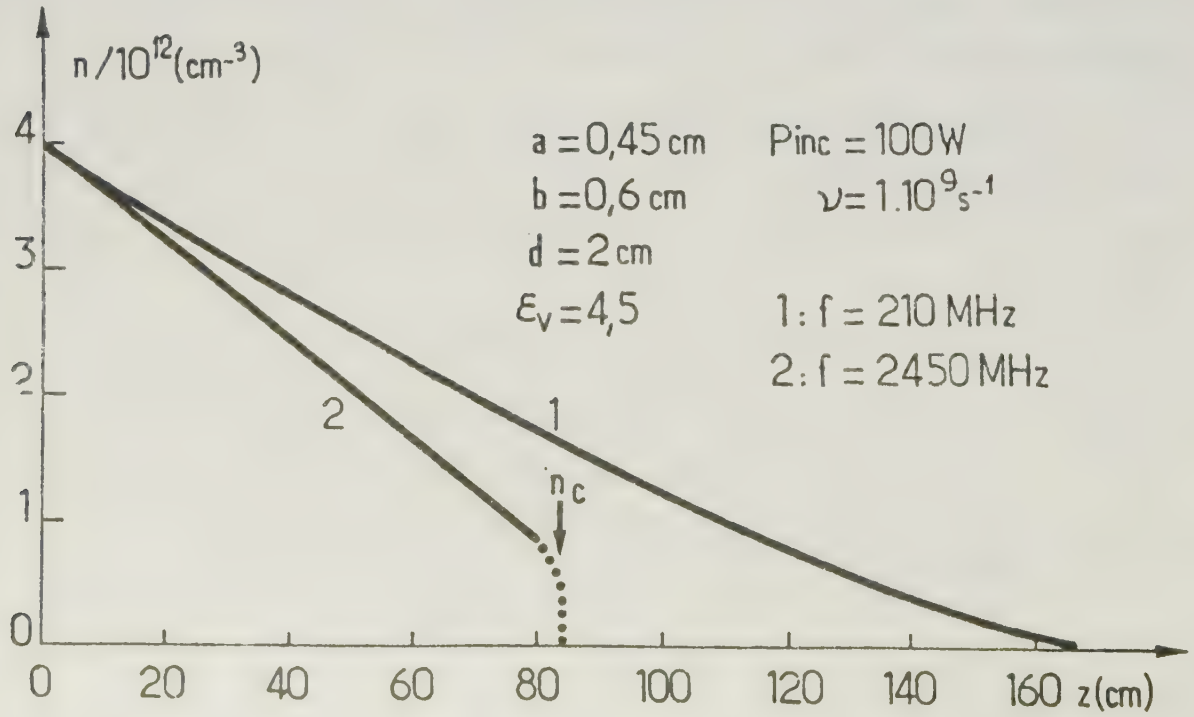

FIGURE (III.4.2.) : Profil longitudinal de la densité électronique pour des ondes de fréquences différentes

Ces observations seront par la suite confirmées expérimentalement. Nous avons représenté sur la figure (III.4.1) le profil de la densité électronique obtenu par le calcul théorique, étudié au paragraphe 4.2, pour $\nu = 3.5\ 10^9\ s^{-1}$. La courbe obtenue est bien celle prédite par nos observations précédentes.

Par ailleurs la décroissance de la densité électronique entraine celle de la puissance absorbée et par conséquent la puissance incidente décroît de plus en plus lentement le long de la colonne ainsi qu'on peut le constater sur la figure (III.4.1).

4.3.a. Influence de la fréquence de collision effective

D'après l'expression (III.4.21), la pente de la courbe de n en fonction de z peut toujours s'écrire :

$$\frac{dn}{dz} = -\nu F(n) \qquad \text{(III.4.22)}$$

Pour une densité électronique donnée, la pente $\frac{dn}{dz}$ est donc proportionnelle à la fréquence de collision effective ν. Nous avons représenté, sur la figure (III.4.3), la densité électronique en fonction de z pour deux fréquences de collision effective avec la même structure et en partant de la même densité à l'origine. Comme la pente $\frac{dn}{dz}$ est plus grande pour $\nu = 1.5\ 10^9\ s^{-1}$, la longueur totale relative à cette fréquence de collision effective est donc plus petite que celle obtenue pour $\nu = 1.10^9\ s^{-1}$.

En effet, l'intégration des équations du tableau donnant la pente de la densité n en fonction de z montre que :

- La longueur totale du plasma est inversement proportionnelle à ν, si on part de la même densité à l'origine.

- Pour une densité à l'origine n_1 inférieure à $10^{13}\ cm^{-3}$, la longueur totale du plasma varie comme n_1 (dans la mesure où la contribution à la longueur totale des densités inférieures à $10^{12}\ cm^{-3}$ est faible).

La longueur totale du plasma est donc égale approximativement à :

$$L_t \simeq \frac{n_1 - n}{\nu} \qquad \text{(III.4.23)}$$

L_t : longueur totale du plasma
n : constante d'ajustement due aux faibles densités
La constante de proportionnalité dépend de la structure et de la fréquence d'excitation.

En outre, à partir de la détermination expérimentale du profil longitudinal de la densité électronique, il est possible d'évaluer la fréquence de collision effective. Il suffit d'ajuster cette dernière de telle manière que le profil théorique de la densité, et le profil expérimental soient confondus.

4.3.b. Influence du rayon du tube à plasma

A partir des lois approximatives de $\frac{\alpha}{\nu} = f(n)$, pour deux rayons du tube, on peut montrer que :

- Pour une même densité électronique et une même fréquence de collision effective, la pente $\frac{dn}{dz}$ est d'autant plus grande que le rayon du tube est petit.

Nous avons représenté sur la figure (III.4.4) la densité électronique en fonction de z pour deux rayons du tube en partant de la même densité électronique et en conservant la même fréquence de collision effective. Comme la pente $\frac{dn}{dz}$ est plus grande pour a = 0.3 cm, la longueur totale du plasma est donc plus petite que celle obtenue pour a = 0.45 cm.

4.3.c. Influence de la fréquence de l'onde

D'après la figure (III.1.12), l'atténuation α est plus petite à 210 MHz qu'à 2 450 MHz pour une même densité électronique. De plus, la densité de coupure est plus petite à 210 MHz. Ces

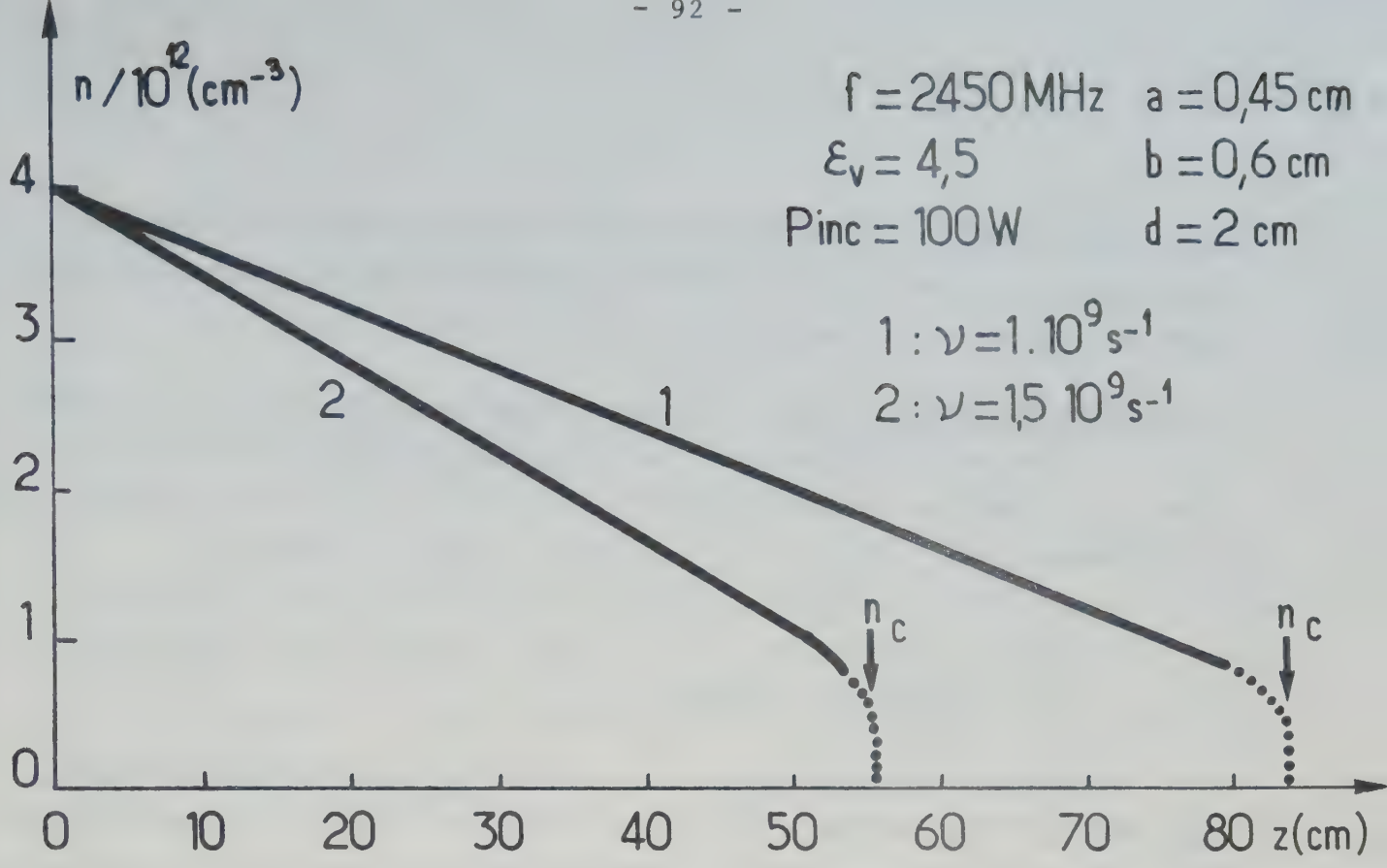

FIGURE (III.4.3) : Profil longitudinal de la densité électronique pour différentes fréquences de collision effectives

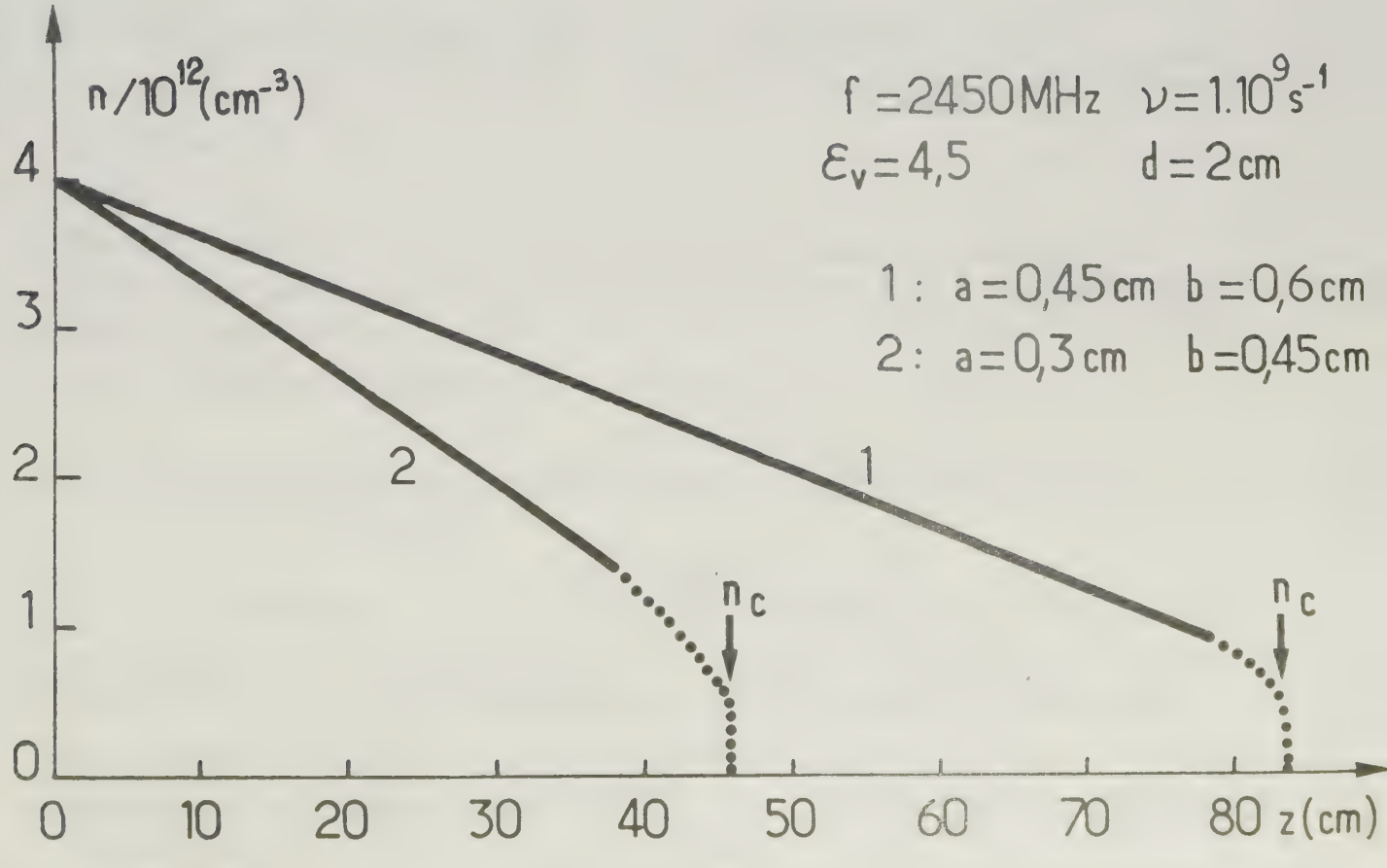

FIGURE (III.4.4) : Profil longitudinal de la densité électronique pour des tubes de rayons différents

deux observations entrainent que la décroissance à 210 MHz est beaucoup plus lente qu'à 2 450 MHz (pour une même densité à l'origine et une même fréquence de collision effective).

Sur la figure (III.4.2) est représenté le profil longitudinal pour ces deux fréquences. La longueur totale du plasma relative à 210 MHz est effectivement plus grande que celle obtenue à 2 450 MHz.

4.4. DENSITE A L'ORIGINE

L'étude précédente nous a permis de montrer que le profil longitudinal de la densité électronique et, par conséquent, la longueur totale du plasma sont entièrement déterminés par la connaissance de la densité à l'origine n_1 et de la fréquence de collision effective ν. Nous allons à présent nous intéresser à cette densité électronique n_1 et déterminer les paramètres qui vont influer sur cette dernière.

D'après l'expression (III.4.9), nous avons au niveau du coupleur (à l'origine) :

$$2\alpha_1 P_{inc_1} = \theta n_1 S$$

Prenons l'exemple simple, défini dans le tableau du paragraphe (III.4.3), où l'atténuation α en fonction de n s'écrit :

$$\alpha \simeq \nu\gamma n^{-1} \quad \text{pour} \quad 2\ 10^{12}\ cm^{-3} \leq n \leq 10^{13}\ cm^{-3}$$

La densité à l'origine n_1 est donc égale approximativement à :

$$n_1 = \frac{1}{a}\sqrt{\frac{2\nu\gamma}{\pi\theta}}\sqrt{P_{inc_1}} \qquad \text{(III.4.24)}$$

a étant le rayon du tube et γ ne dépend que de la courbe de phase.

Pour cette gamme de densités, la densité électronique à l'origine varie donc en $(P_{inc_1})^{0.5}$. Ceci montre que la relation

$\frac{\alpha}{\nu} = f(n)$ détermine la loi de variation de la densité électronique en fonction de la puissance incidente.

4.5. VARIATION DES CHAMPS ET DE L'ENERGIE ELECTRIQUES DANS LE PLASMA

D'après la figure (III.4.5), le champ électrique $E_z(r=a)$ demeure sensiblement constant sur la majeure partie de la colonne de plasma. Ceci peut s'expliquer de la manière suivante :

D'après ce que nous avons vu au paragraphe (III.1.2), pour une même puissance incidente, le champ électrique $E_z(r=a)$ croît quand la densité électronique décroît. Cependant la puissance incidente ne reste pas constante le long de la colonne. Sa décroissance semble donc entraîner un phénomène de compensation.

En fin de colonne, le champ électrique $E_z(r=a)$ croît. Ceci est dû probablement à la variation très rapide de la densité électronique.

Sur une grande partie de la colonne de plasma, le champ électrique $E_z(r=a)$ peut donc être déterminé uniquement par la connaissance de la densité électronique n_l et de la puissance incidente P_{inc_l}. En outre, le champ électrique $E_r(r=a)$ est très faible devant le champ $E_z(r=a)$ sur une longueur importante de la colonne de plasma. Enfin, l'étude de l'énergie électrique totale dans le plasma montre que cette dernière varie très peu le long de la colonne de plasma.

4.6. CONCLUSION

L'hypothèse que la puissance absorbée est proportionnelle au nombre d'électrons dans "une tranche" de plasma permet donc de déduire les profils longitudinaux de la densité électronique et de la puissance incidente si la densité et la puissance incidente à l'origine (donc la valeur de θ) sont connus et si la fréquence de collision effective est déterminée.

Le champ électrique $E_z(r=a)$ et l'énergie électrique dans le plasma varient très peu le long de la colonne de plasma. Cette remarque est importante comme nous le verrons par la suite.

o o
o

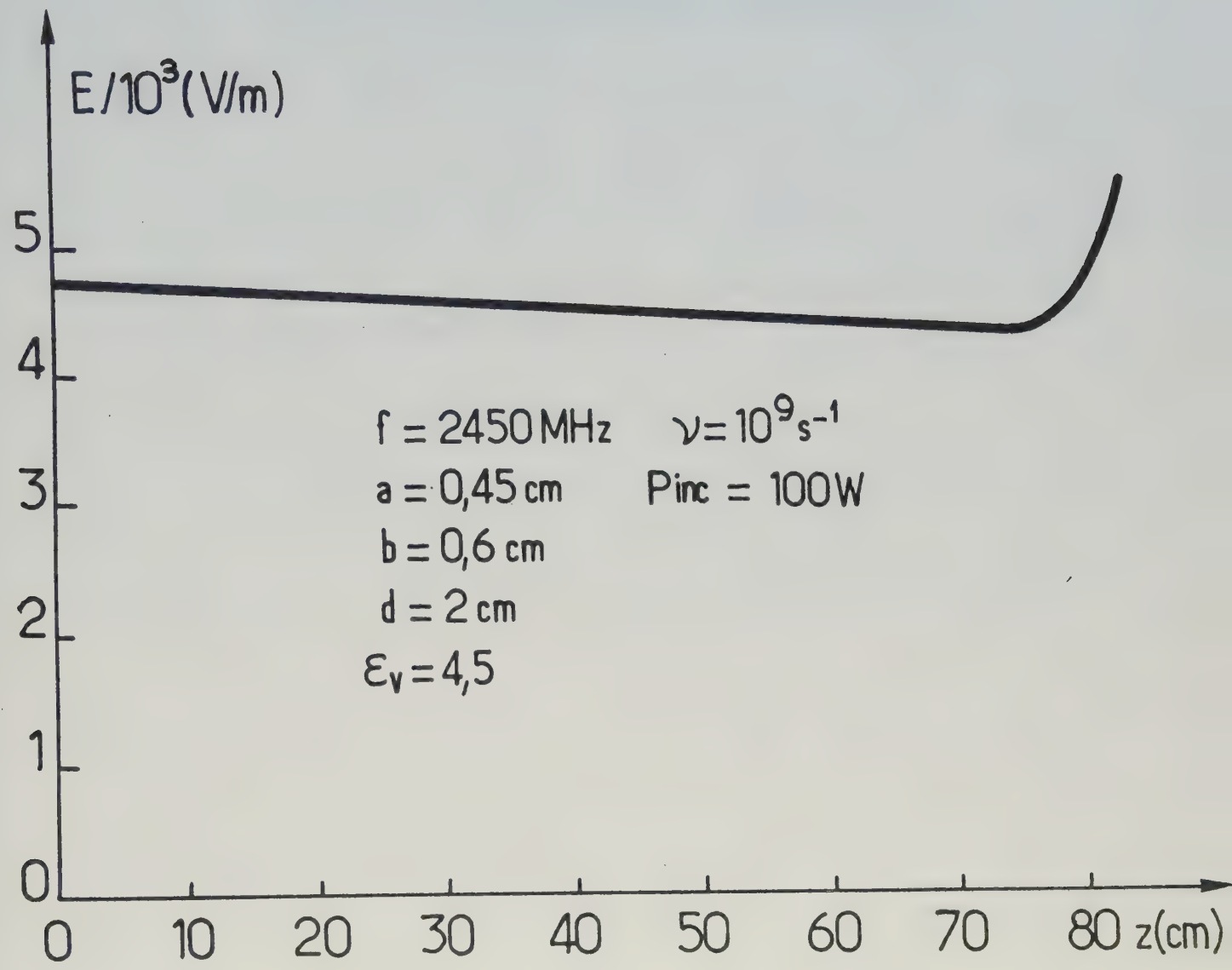

FIGURE (III.4.5) : Profil longitudinal du champ électrique $E_z(r=a)$

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPRETATION

Nous présentons, dans ce chapitre, tout d'abord les profils longitudinaux de la densité électronique obtenus pour différentes conditions expérimentales. Le calcul de θ est ensuite effectué, ce qui permet d'une part de tester la validité du modèle théorique et d'autre part d'étudier les variations de θ en fonction des différents paramètres extérieurs.

Le modèle théorique étant vérifié, celui-ci est utilisé pour calculer la fréquence de collision effective ν qui sera comparée à celle obtenue compte tenu de quelques hypothèses. Une estimation de la température électronique, à partir de ν, est également faite.

Nous étudions ensuite la densité électronique et la longueur du plasma en fonction des paramètres extérieurs. Enfin, nous nous intéressons au bilan énergétique de ce type de décharge. Un calcul des différentes pertes d'énergie par collisions (élastiques et inélastiques) est effectué.

1. PROFIL LONGITUDINAL DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

1.1. CONSIDERATIONS GENERALES

Les expériences sont toutes réalisées suivant la même méthode. Après avoir obtenu un bon vide dans le tube à plasma à l'aide d'une pompe primaire, le gaz est injecté. Ensuite, le flux de gaz (le débit étant approximativement de 1 ℓ/mn) est maintenu constant durant toute l'expérience.

Lorsque la pression est inférieure à 2 torrs, elle est mesurée avec une jauge (L.K.B. 3294B Pirani) située à l'extrémité du tube à plasma. Au-dessus de 2 torrs, nous utilisons un manomètre (WALLACE TIERNAN) disposé au même endroit. Une fois la pression parfaitement stabilisée, nous créons la décharge. Le couplage est ensuite optimisé.

Ces conditions optimum étant réalisées, la phase du champ électrique le long de la colonne de plasma est alors détectée, ce qui permet d'obtenir le profil longitudinal de la densité électronique, ainsi que nous l'avons vu au paragraphe (II.3.3). La longueur totale du plasma est également mesurée.

Le plasma créé est tout à fait stable. Des mesures répétées nous ont permis de constater que ni la densité électronique, ni la longueur du plasma ne varient lorsque la puissance incidente et la pression sont maintenues constantes. En outre, dans tous les cas la densité électronique décroît à partir du coupleur et, à pression donnée, la longueur totale du plasma augmente d'une façon monotone avec la puissance incidente.

Pour pouvoir mieux interpréter les résultats, il est commode d'utiliser comme origine la fin de la colonne de plasma et non la position du coupleur. De plus, pour l'ensemble des courbes, la densité électronique au niveau du gap sera désignée par la notation $\left(\rightarrow P_{abs} \text{ en watt}\right)$, P_{abs} étant la puissance totale absorbée par le plasma.

Par ailleurs, nous avons remarqué que pour quelques courbes donnant la densité électronique le long de la colonne de plasma, les points expérimentaux sont très légèrement dispersés. L'une des raisons est que la méthode de mesure de la longueur d'onde λ en un point est soumise à des erreurs. En effet, les mesures sont effectuées en moyennant λ sur une distance z où elle varie sensiblement. L'autre cause de dispersion des points expérimentaux est que malgré les précautions prises, l'antenne réfléchit une très petite partie de la puissance incidente ce qui se traduit par une légère variation locale de la densité électronique.

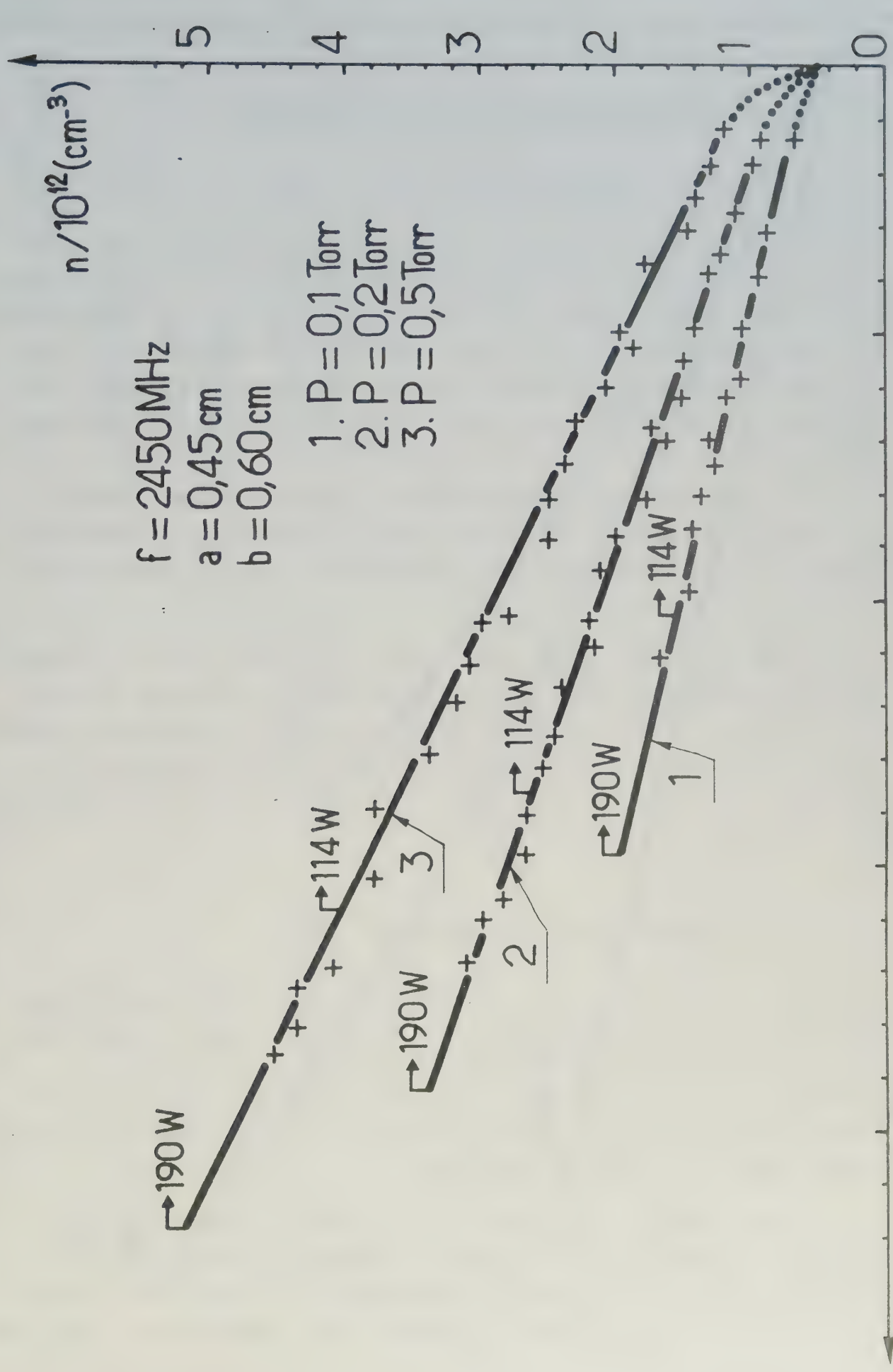

FIGURE (IV.1.1) : Profil longitudinal de la densité obtenu pour l'argon

1.2. INFLUENCE DE LA PUISSANCE INCIDENTE

Lorsqu'on augmente la puissance incidente, la densité électronique au niveau du gap croît. Cependant, d'après la figure (IV.1.1), pour chaque pression, tous les points expérimentaux de la densité obtenus pour différentes puissances se situent sur la même courbe. Ceci est conforme aux observations théoriques (cf. paragraphe (III.4.3)). Cela signifie donc que pour des conditions expérimentales données, la courbe donnant le profil longitudinal de la densité est universelle quelle que soit la puissance.

D'un point de vue expérimental, cette propriété a été exploitée. En faisant des mesures pour plusieurs puissances, le nombre de points expérimentaux est augmenté, ce qui améliore la précision du profil.

Par ailleurs, comme nous l'avons vu dans la partie théorique (cf. paragraphe (III.4.3)), la densité électronique décroît très vite en fin de colonne. Pour cette raison, expérimentalement, il ne nous a pas été possible de déterminer correctement la variation de la longueur d'onde des deux ou trois derniers centimètres du plasma.

1.3. INFLUENCE DE LA PRESSION

Les figures (IV.1.1) et (IV.1.2) donnent les profils longitudinaux de la densité électronique, obtenus dans l'argon pour des séries de pressions comprises entre 0.1 torr et 20 torr . L'examen de ces figures montre que les remarques faites précédemment sur l'influence de la puissance incidente demeurent identiques quelle que soit la pression.

Par ailleurs, les courbes de $n = f(z)$ sont des droites tant que la densité électronique est comprise entre 10^{13} cm^{-3} et 10^{12} cm^{-3}. Pour les densités supérieures à 10^{13} cm^{-3}, la variation de n n'est plus linéaire. De plus, les pentes de $n = f(z)$ sont

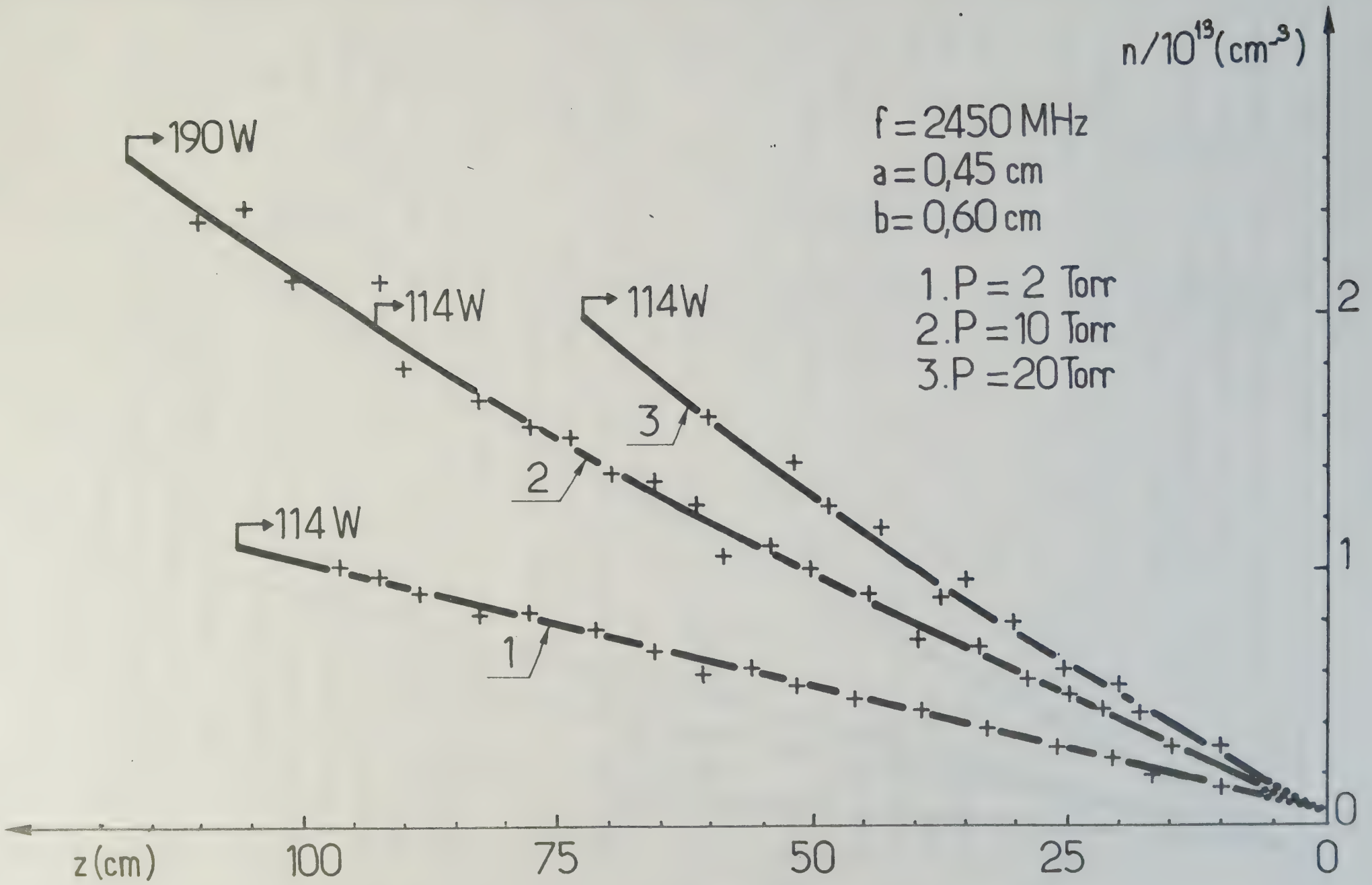

FIGURE (IV.1.2) : Profil longitudinal de la densité obtenu pour l'argon

d'autant plus importantes que la pression est grande. Comme nous le verrons, cet accroissement est dû à celui de la fréquence de collision effective ν avec la pression, la pente $\frac{dn}{dz}$ étant proportionnelle à ν (cf. paragraphe (III.4.3)).

L'ensemble de ces observations est tout à fait conforme à ce qui a été prévu par l'étude théorique de la loi liant l'atténuation à la densité électronique.

La raison fondamentale pour laquelle les mesures ont été effectuées uniquement jusqu'à 20 torrs est que le diagnostic utilisé ne permet pas une bonne précision de la mesure des très fortes densités électroniques. En effet n varie très vite avec la longueur d'onde λ quand celle-ci est voisine de $\frac{\lambda_o}{\sqrt{\varepsilon}}$ (cf. paragraphe (II.1.1), et une erreur sur λ entraîne une grande erreur sur n.

1.4. INFLUENCE DU RAYON

Nous montrons sur la figure (IV.1.3), les courbes obtenues pour deux tubes de rayons différents (a = 0.45 cm et a = 0.3 cm) à 0.2 torr et à 2 torr (afin de ne pas surcharger la figure, les points expérimentaux n'ont pas été reportés).

La décroissance de la densité électronique est d'autant plus rapide que le rayon est petit pour une même pression. Ceci s'explique par le fait que d'une part, pour une même fréquence de collision ν, la pente $\frac{dn}{dz}$ est d'autant plus grande que le rayon est petit (cf. paragraphe (III.4.3)) et que d'autre part ν augmente quand le rayon du tube diminue. La superposition de ces deux phénomènes conduit à un accroissement important de la pente de $n = f(z)$ quand le rayon diminue.

Il est à remarquer que l'augmentation de la pression et la diminution du rayon du tube influent de la même manière sur la densité électronique au niveau du gap et sur le profil longitudinal de la densité électronique.

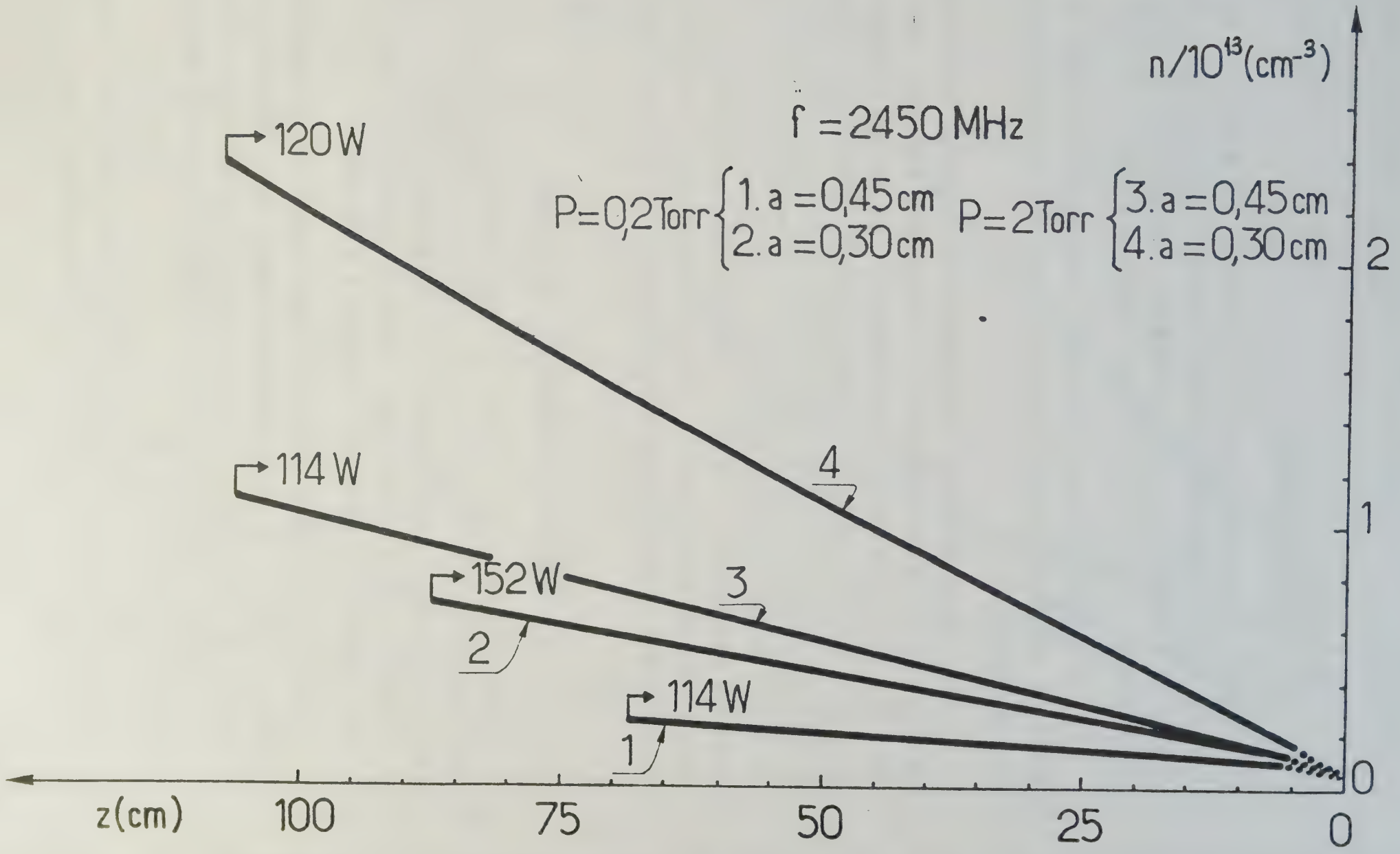

FIGURE (IV.1.3) : Profil longitudinal de la densité pour des tubes de rayons différents

1.5. INFLUENCE DU GAZ

Pour le tube de rayon a = 0.3 cm, il a été réalisé une étude du profil longitudinal de la densité électronique, en fonction de la puissance et de la pression, dans d'autres gaz : le néon, figure (IV.1.4) et l'hélium, figure (IV.1.5).

Les remarques faites en ce qui concerne l'influence de la puissance incidente et de la pression dans le cas de l'argon demeurent valables.

Nous avons également représenté sur la figure (IV.1.6), les différentes courbes obtenues à 500 mT pour les trois gaz (pour les mêmes raisons que précédemment, les points expérimentaux n'ont pas été reportés). Nous notons que les puissances nécessaires pour obtenir des fortes densités électroniques sont plus grandes dans l'hélium que dans le néon et plus grandes dans le néon que dans l'argon. En outre, on observe que le profil du néon est quasiment parallèle à celui de l'hélium. Ceci va entraîner, comme nous le verrons par la suite, que les fréquences de collision ν pour ces deux gaz sont voisines à 500 mT.

1.6. INFLUENCE DE LA FREQUENCE DE L'ONDE

Pour l'argon, nous avons également étudié le plasma créé à 210 MHz à l'aide du surfatron dans un tube de rayon a = 0.45 cm. Dans ce cas, nous avons déterminé la densité électronique, d'une part à partir des propriétés de l'onde créatrice à 210 MHz et d'autre part à partir d'une onde de mesure à 2 200 MHz.

D'après la figure (IV.1.7), nous voyons que le profil obtenu à partir du 210 MHz est identique à celui du 2 200 MHz. Ce résultat est important car, ainsi que nous l'avons signalé au chapitre III, il justifie la description linéaire de la propagation de l'onde de surface créatrice.

Par ailleurs, l'examen de cette figure montre que la courbe n = f(z) n'est pas une droite, contrairement au cas du 2 450 MHz,

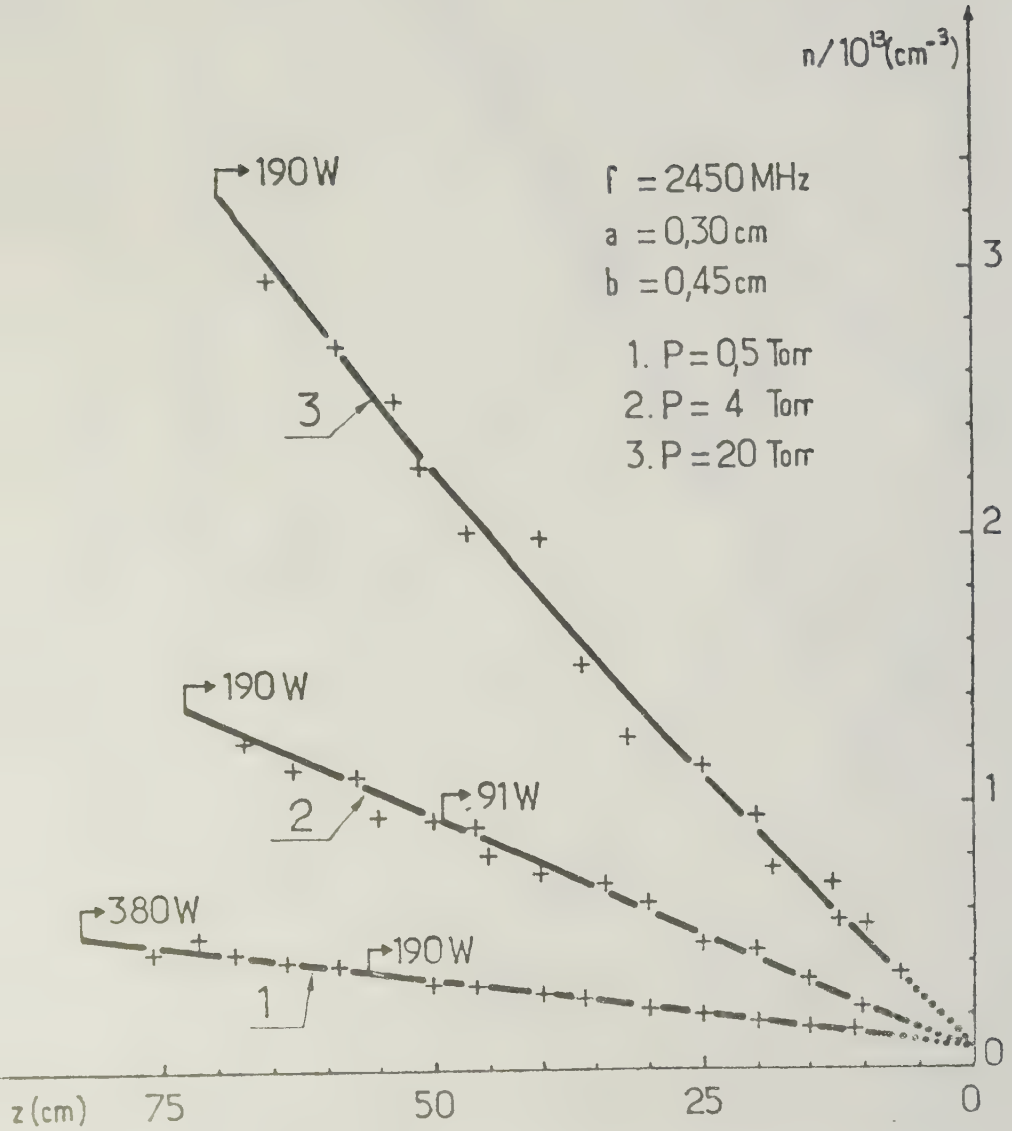

FIGURE (IV.1.4) : Profil longitudinal de la densité obtenu pour le néon

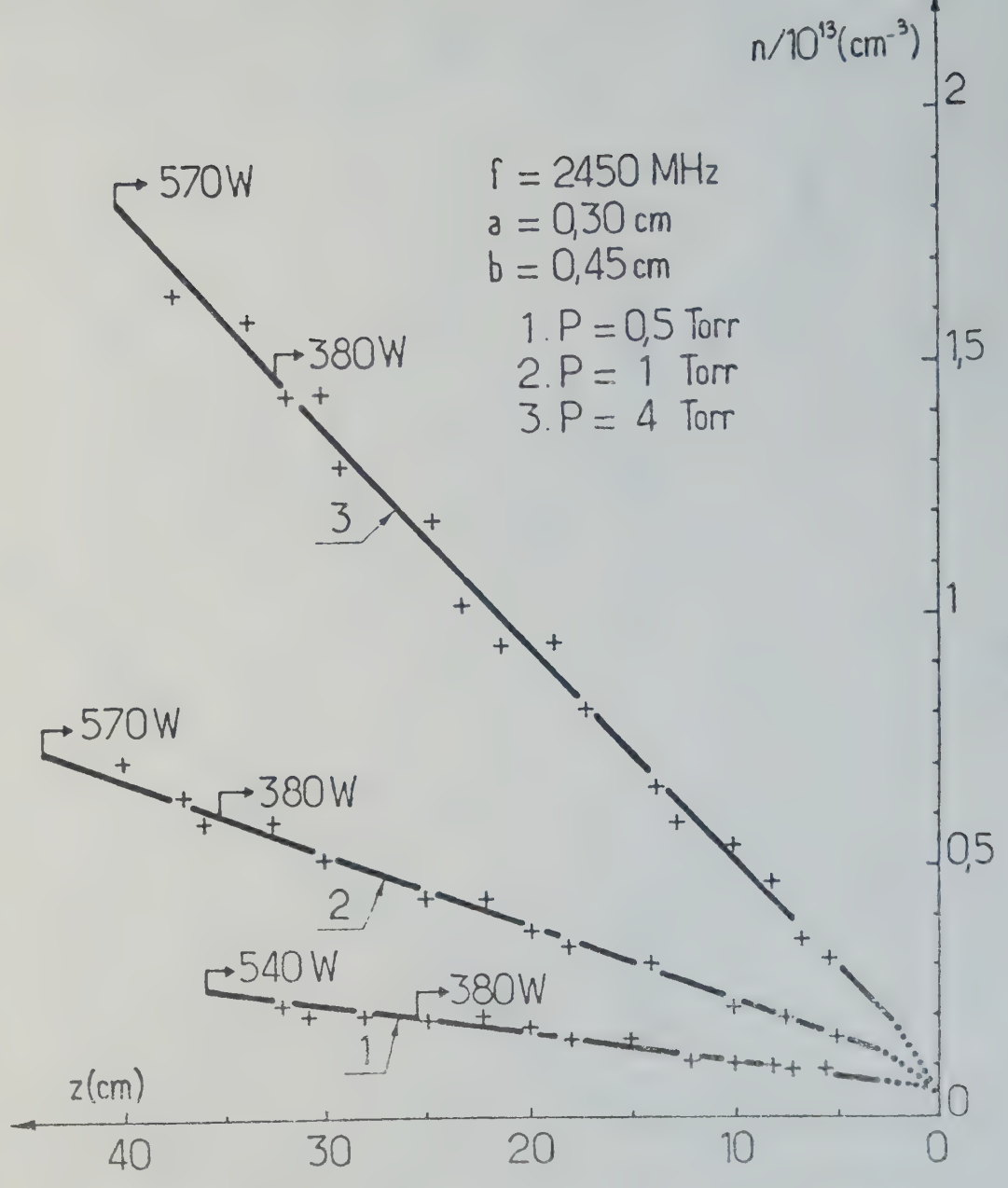

FIGURE (IV.1.5) : Profil longitudinal de la densité obtenu pour l'hélium

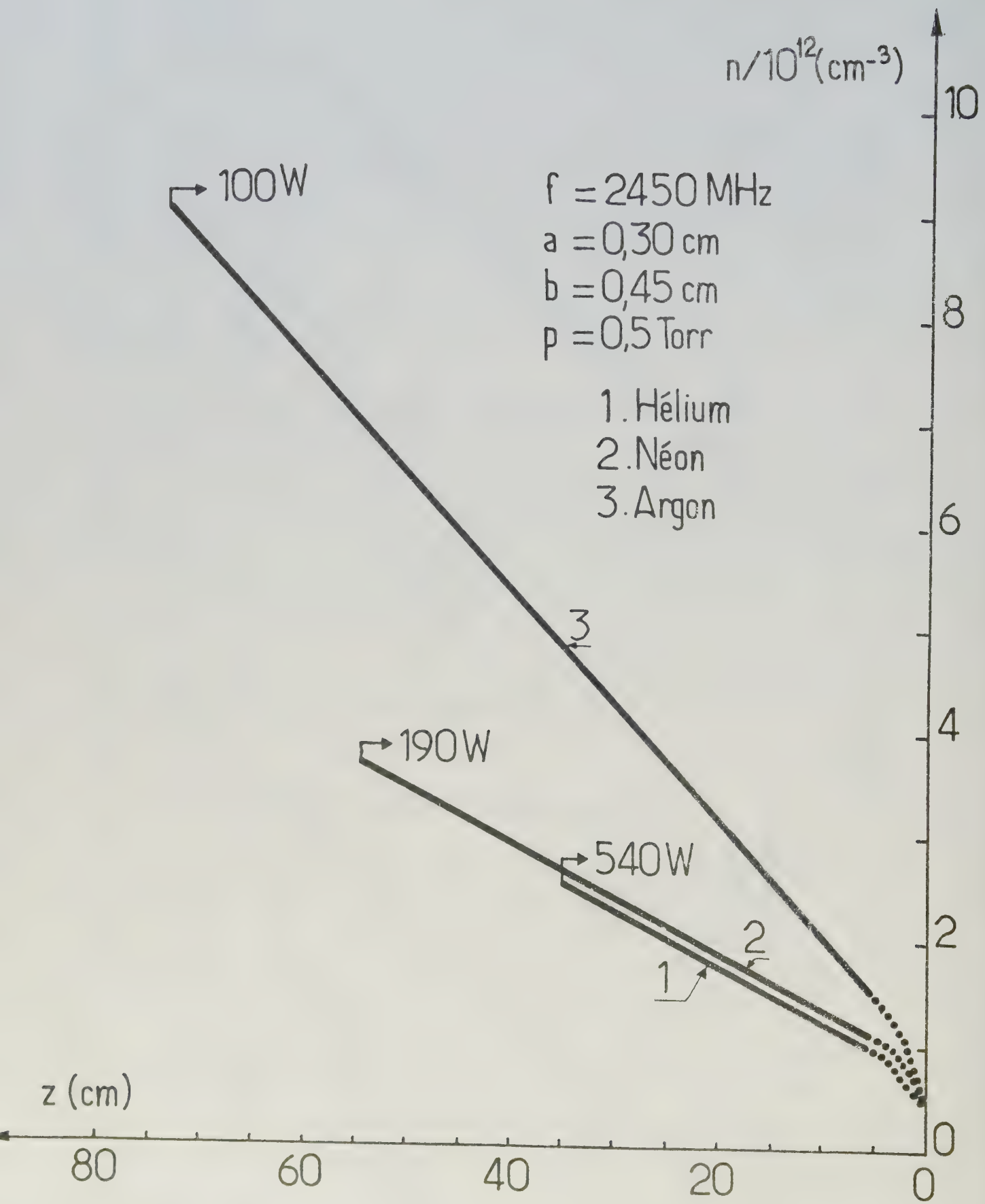

FIGURE (IV.1.6) : Profil longitudinal de la densité pour différents gaz

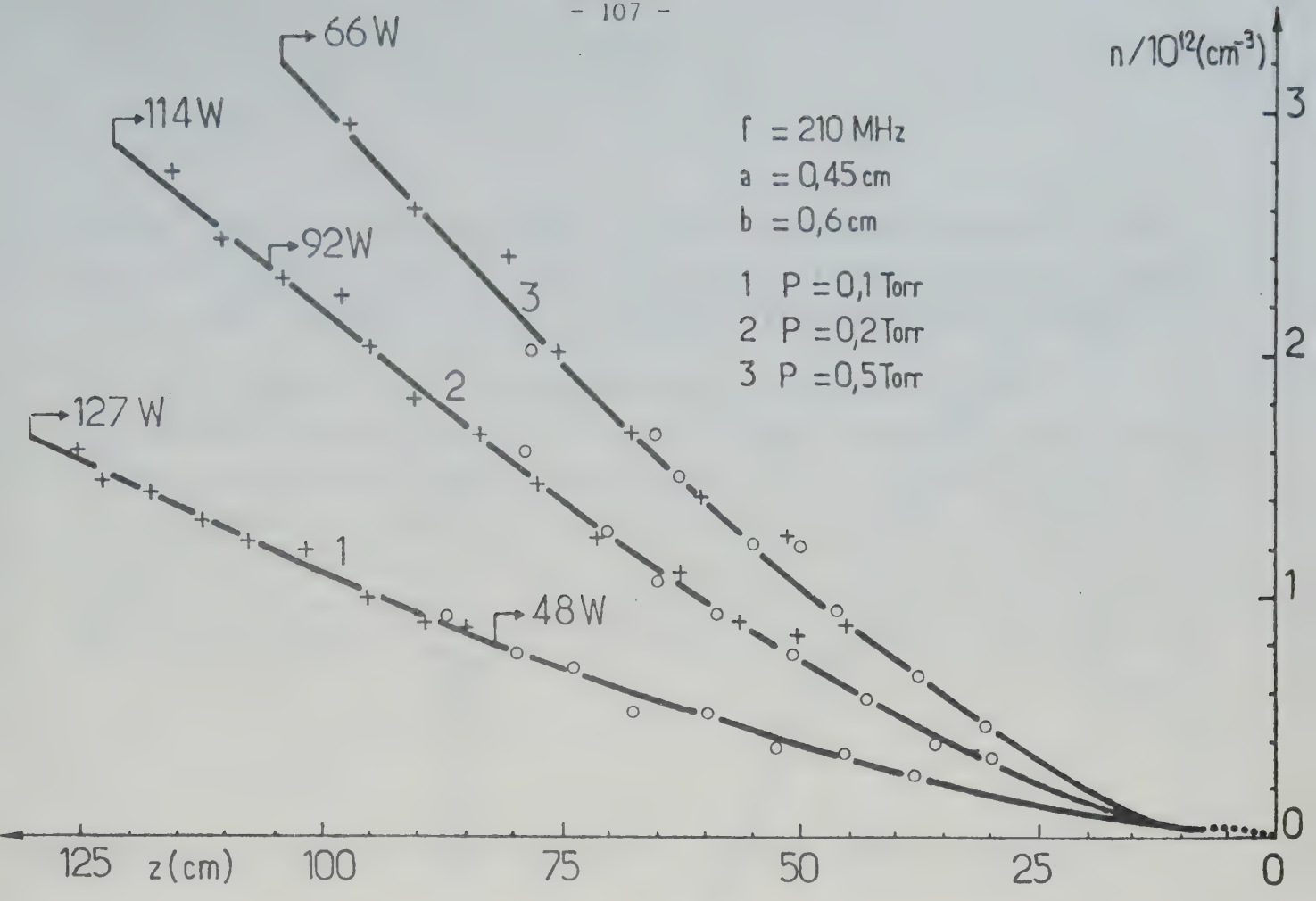

FIGURE (IV.1.7) : Profil longitudinal de la densité obtenu pour l'argon à 210 MHz

o : mesure à partir du 210 MHz

+ : mesure à partir de l'onde de mesure à 2 200 MHz

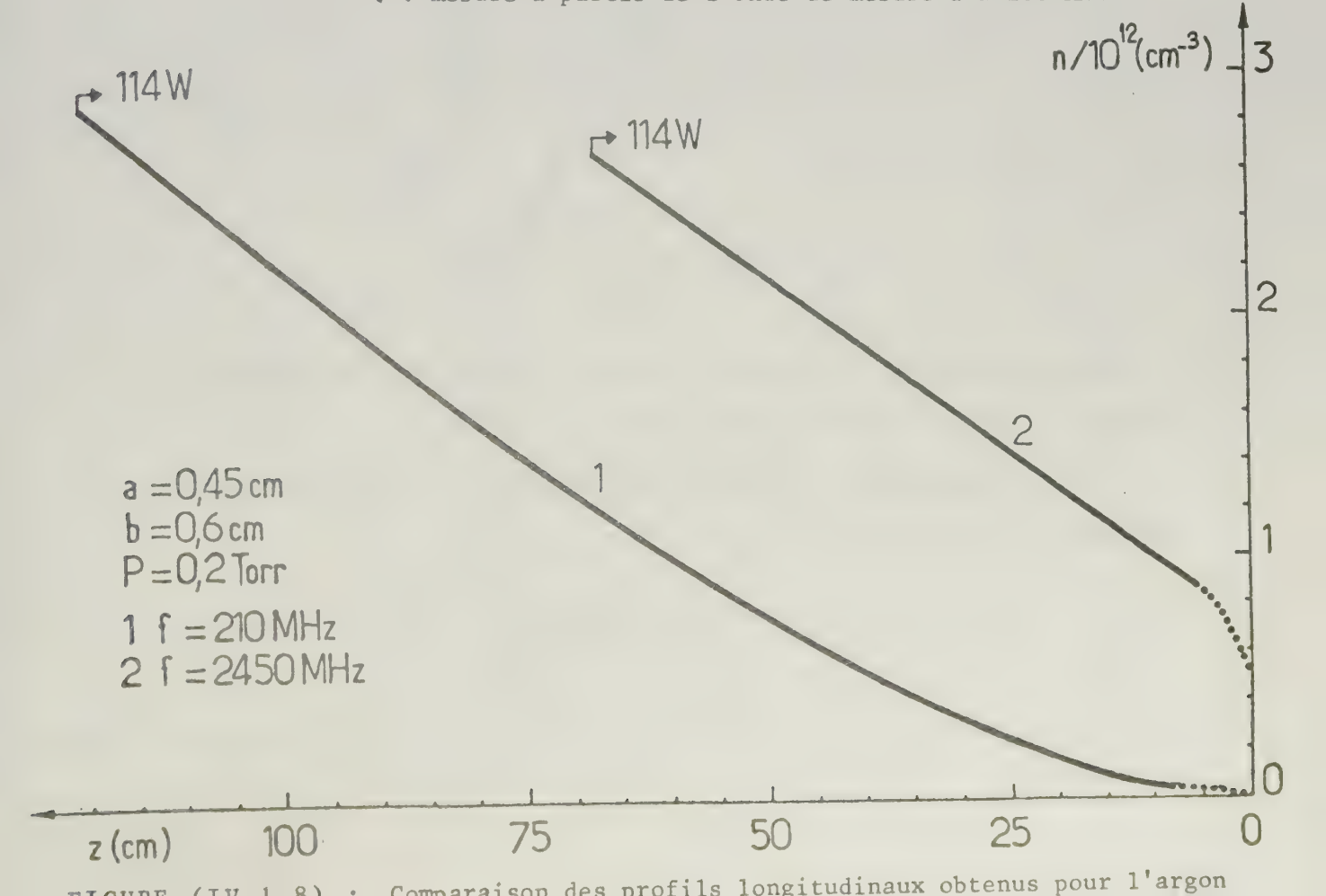

FIGURE (IV.1.8) : Comparaison des profils longitudinaux obtenus pour l'argon

pour les mêmes pressions. Ceci se justifie très bien par l'étude de la pente $\frac{dn}{dz}$ dans le cas du 210 MHz. En effet, dans ce cas, α n'est pas proportionnelle à $\frac{1}{n}$ et la pente $\frac{dn}{dz}$ dépend donc de n.

A titre comparatif, nous montrons sur la figure (IV.1.8) les profils obtenus à 200 mT et pour une puissance incidente de 114 W à 210 MHz et à 2 450 MHz. Dans un cas plus général, pour des pressions comprises entre 100 mT et 500 mT, le changement de fréquence de l'onde créatrice du plasma ne modifie que le profil longitudinal, les densités électroniques au niveau du gap étant du même ordre de grandeur pour des conditions expérimentales données.

2. ETUDE DE LA VARIATION DE θ EN FONCTION DES PARAMETRES EXTERIEURS

2.1. CALCUL DE θ

La détermination de θ est faite à partir des profils longitudinaux de la densité électronique. Ainsi que nous l'avons vu dans la partie théorique, dans une "tranche" dz du plasma, la puissance absorbée s'écrit :

$$P_{abs}(dz) = \theta S \int_{z}^{z+dz} n(z)dz \qquad (IV.2.1)$$

θ étant supposé constant le long de la colonne du plasma, S étant la section interne du tube.

L'intégration de cette équation sur toute la longueur du plasma s'écrit donc :

$$P_{abs_t} = \theta S \int_{L_t} n(z)dz \qquad (IV.2.2)$$

où P_{abs_t} est la puissance absorbée totale et L_t la longueur totale du plasma.

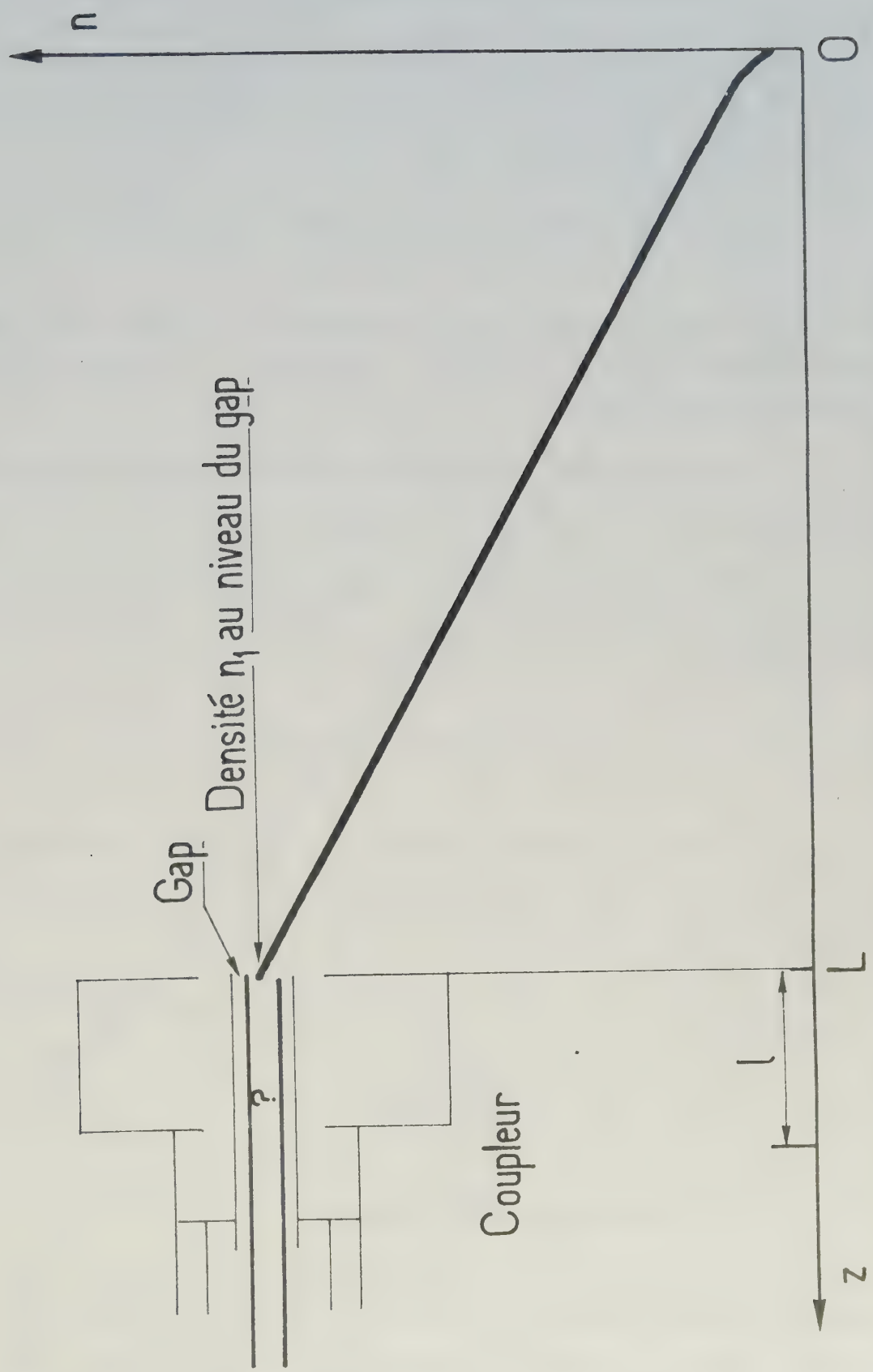

FIGURE (IV.2.1) : Schéma de la répartition de la densité électronique dans toute la colonne de plasma

La détermination expérimentale de θ nécessite de faire une hypothèse sur la répartition de la densité électronique à l'intérieur du coupleur (cette dernière ne pouvant pas être mesurée expérimentalement). En effet, d'après la figure (IV.2.1), le nombre total d'électrons est égal à :

$$N_t = S \int_{L_t} n(z)dz = S \int_{L} n(z)dz + S \int_{\ell} n(z)dz \qquad (IV.2.3)$$

où L et ℓ représentent respectivement la longueur du plasma depuis le coupleur jusqu'à la fin de la colonne et la dimension du coupleur suivant l'axe z.

Le calcul de $\int_L n(z)dz$ est obtenu à partir des profils longitudinaux de la densité électronique.

Pour calculer $\int_\ell n(z)dz$, nous supposons la densité électronique constante à l'intérieur du coupleur et égale à la densité électronique n_1 au niveau du gap. On obtient alors :

$$N_t = S \int_{L} n(z)dz + n_1 \ell S \qquad (IV.2.4)$$

En fait, l'erreur commise sur $\int_\ell n(z)dz$ n'entraine qu'une faible erreur sur la détermination de N_t ; en effet L est très grand devant ℓ (sauf dans le cas de l'hélium).

Le facteur θ peut donc calculer au moyen de l'expression suivante :

$$\theta = \frac{P_{abs_t}}{N_t} \qquad (IV.2.5)$$

2.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Pour l'argon (a = 0.45 cm), les valeurs de θ sont reportées en fonction de la pression sur la figure (IV.2.2). Chaque trait vertical représente la dispersion des mesures pour différentes puissances incidentes. Pour une pression donnée, θ peut

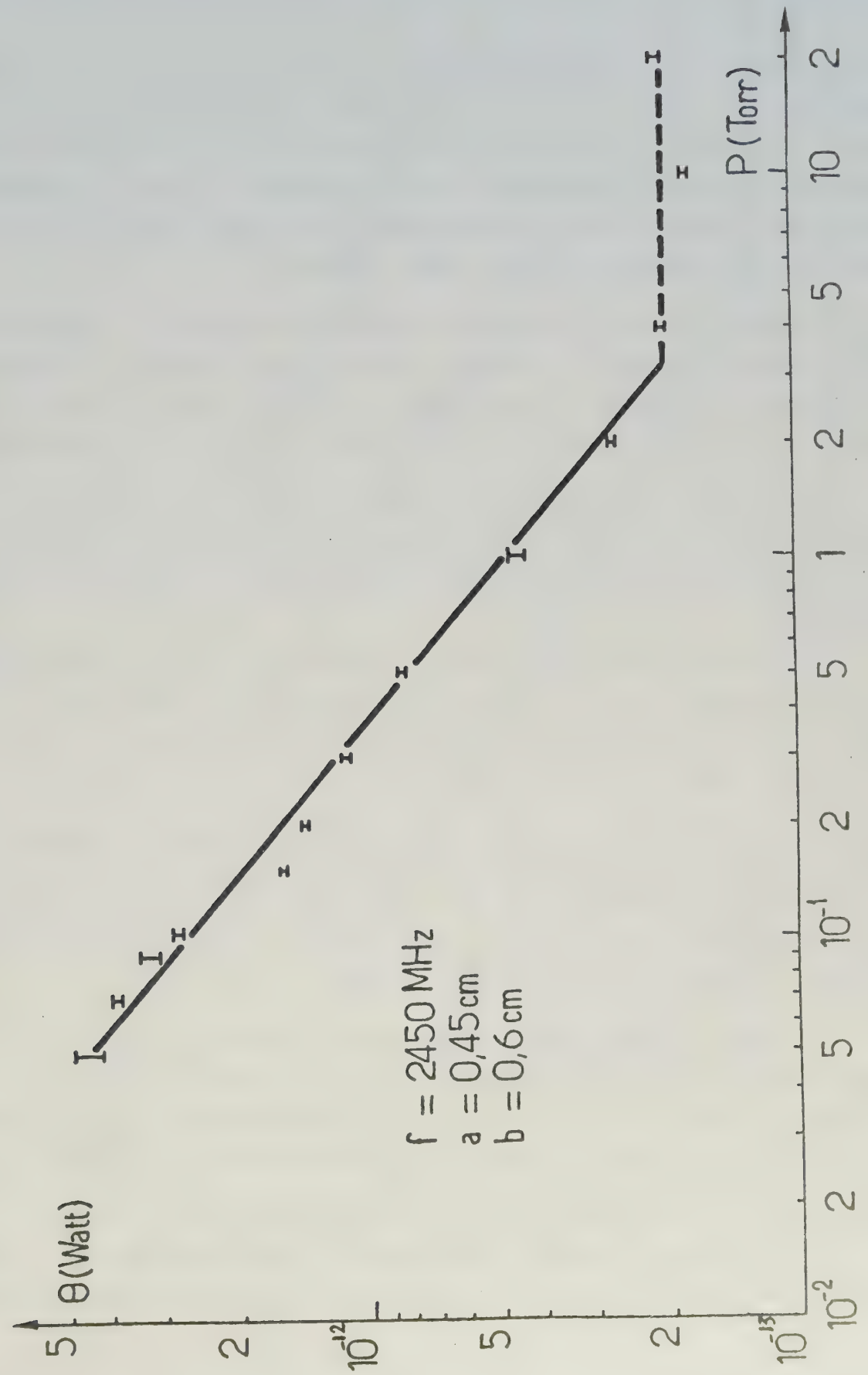

FIGURE (IV.2.2.) : θ en fonction de la pression pour l'argon

être considéré comme constant à 20 % près, cet écart pouvant être attribué aux erreurs de mesure.

θ est donc indépendant de la puissance de l'onde ; autrement dit, la puissance absorbée totale est proportionnelle au nombre d'électrons, et par suite l'énergie moyenne absorbée par un électron demeure constante. Notre hypothèse est par conséquent vérifiée dans le cadre de nos conditions expérimentales, et le modèle théorique est, de ce fait, validé.

Par ailleurs, on observe une décroissance de θ en fonction de la pression jusqu'à environ 2 torr . Le transfert d'énergie de l'onde au plasma est donc plus efficace quand la pression augmente. Au-dessus de 2 torr , θ atteint un palier de saturation.

La même évolution de θ a été trouvée pour le néon et l'hélium figure (IV.2.3), mais sa valeur par rapport à l'argon est environ de 5 à 10 fois supérieure pour le néon et de 20 fois pour l'hélium.

Pour les deux rayons (a = 0.45 cm) et (a = 0.3 cm), nous avons également calculé θ pour différentes pressions dans le cas de l'argon. Nous déduisons, d'après la figure (IV.2.3), que θ ne varie pas avec le rayon du tube pour une pression donnée.

En outre, les calculs de θ effectués pour le plasma d'argon créé d'une part à 2 450 MHz et d'autre part à 210 MHz montrent, d'après la figure (IV.2.3), que θ ne varie pas avec la fréquence de l'onde pour une pression donnée, dans la gamme de pression utilisée, c'est-à-dire de 0.1 à 0.5 torr.

Dans le cadre de nos conditions expérimentales, nous avons donc trouvé que θ est indépendant de la puissance de l'onde, du rayon du tube et de la fréquence de l'onde créatrice du plasma. Par contre, il décroît quand la pression croît et atteint un palier de saturation à haute pression.

Le tableau suivant donne une loi empirique de cette décroissance. Au delà des pressions indiquées sur le tableau, la valeur

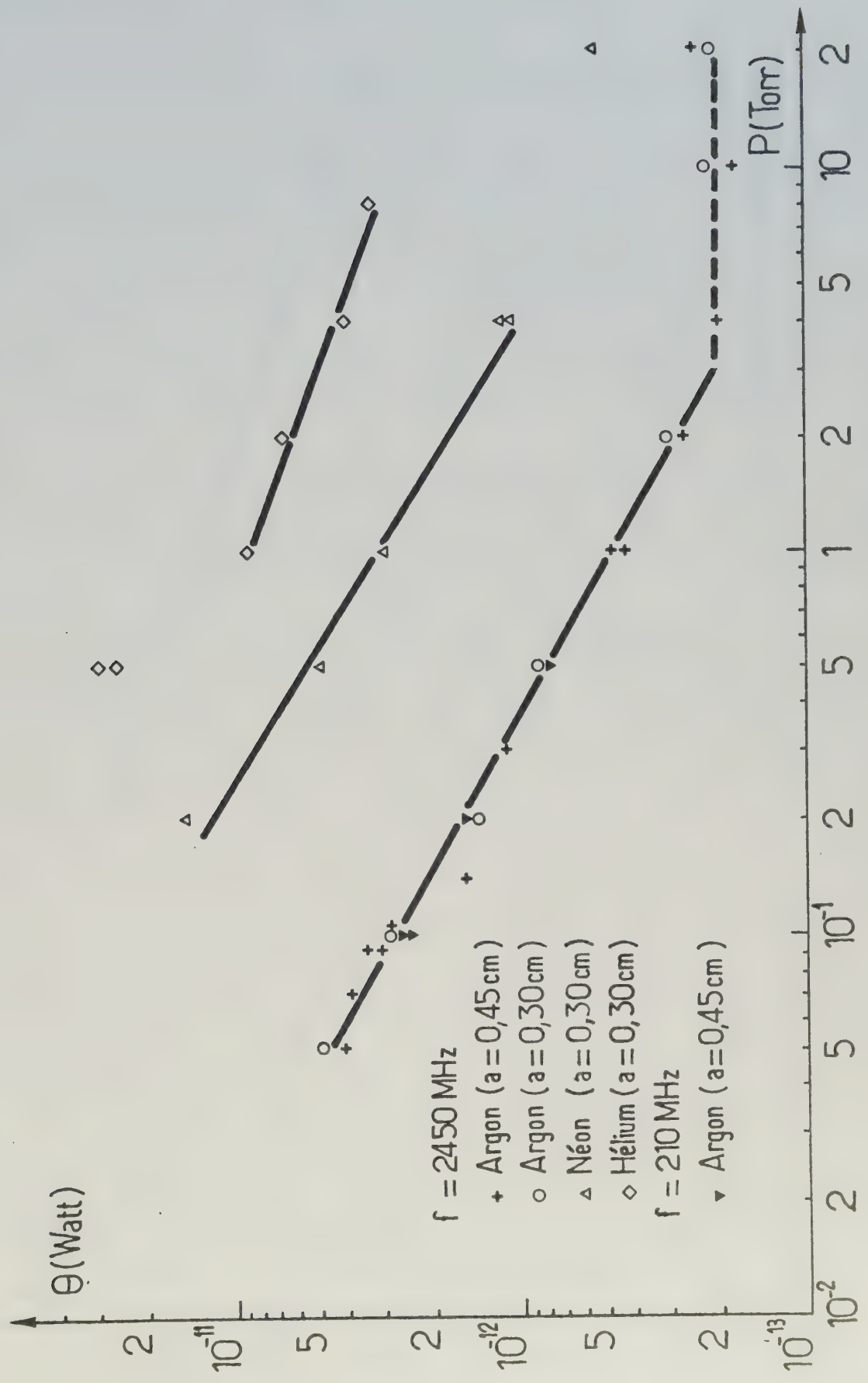

FIGURE (IV.2.3) : θ en fonction de la pression pour différents gaz

de θ se sature pour l'argon et le néon.

GAZ	Domaine de pression p en torr	Loi de variation de θ θ en watt
ARGON	$0.05 \leq p \leq 2$	$4.7\ 10^{-13}\ p^{-0.75}$
NEON	$0.2 \leq p \leq 4$	$3.2\ 10^{-12}\ p^{-0.85}$
HELIUM	$1 \leq p \leq 8$	$8.5\ 10^{-12}\ p^{-0.5}$

Ces lois sont représentées par les courbes en trait plein sur les figures (IV.2.2) et (IV.2.3). On voit donc qu'elles sont une bonne approximation des résultats expérimentaux.

Nous avons également étudié l'évolution de θ en fonction de la fréquence effective ν (pour des raisons de commodité, cette étude est présentée ici bien que ν ne soit déterminée qu'au paragraphe suivant). Nous remarquons la même saturation du facteur θ pour les grandes valeurs de ν. Ceci est explicable dans la mesure où ν croît avec la pression. Sur la figure (IV.2.4), les courbes en trait plein représentent les lois empiriques de $\theta = f(\nu)$, ces dernières nous serviront pour la suite de notre exposé et sont reportées sur le tableau suivant :

GAZ RAYON DU TUBE	Gamme de fréquence de collision ν en s^{-1}	Loi de variation de θ θ en watt
ARGON a = 0.45 cm	$3\ 10^{8} \leq \nu \leq 3\ 10^{9}$	$0.7\ \nu^{-1.32}$
ARGON a = 0.3 cm	$4\ 10^{8} \leq \nu \leq 3\ 10^{9}$	$1.2\ \nu^{-1.32}$
NEON a = 0.3 cm	$4\ 10^{8} \leq \nu \leq 2.7\ 10^{9}$	$2.8\ \nu^{-1.32}$
HELIUM a = 0.3 cm	$2\ 10^{9} \leq \nu \leq 1\ 10^{10}$	$3.1\ 10^{-5}\ \nu^{-0.7}$

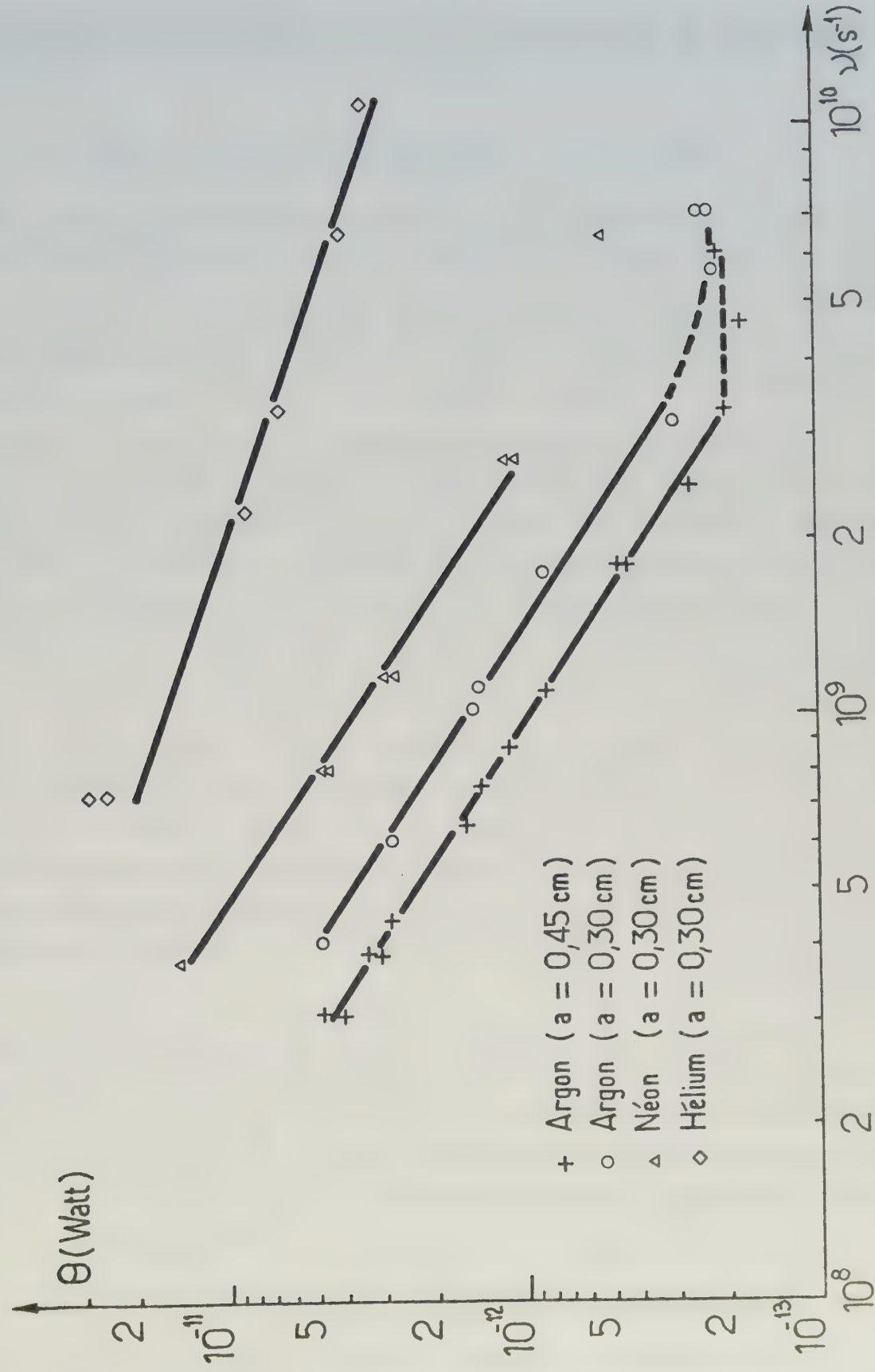

FIGURE (IV.2.4) : θ en fonction de la fréquence de collision effective pour différents gaz

3. FREQUENCE DE COLLISION EFFECTIVE ET TEMPERATURE ELECTRONIQUE

3.1. CALCUL DE LA FREQUENCE DE COLLISION EFFECTIVE

Le modèle théorique ayant été vérifié, l'application de celui-ci nous permet de calculer la fréquence de collision effective ν à partir du profil longitudinal de la densité électronique obtenu expérimentalement. Le calcul de ν se fait de la façon suivante :

A partir du profil expérimental, on mesure la longueur L du plasma depuis une densité électronique n jusqu'à la fin de la colonne. On effectue ensuite le calcul numérique (paragraphe III.4.2) en prenant comme densité à l'origine cette valeur n et une fréquence de collision approximative ν_a ; on obtient alors une longueur L_a du plasma. En conséquence, ayant pris la même densité électronique à l'origine que dans le cas expérimental, on a d'après le paragraphe (III.4.3) :

$$\frac{L}{L_a} = \frac{\nu_a}{\nu} \Rightarrow \nu = \nu_a \frac{L_a}{L}$$

La figure (IV.1.1) montre un exemple de répartition des points expérimentaux sur la courbe théorique de la densité électronique (en trait plein) obtenue avec la fréquence de collision ν ainsi calculée.

L'hypothèse, ν constant le long de la colonne, se justifie. En effet, si ν variait longitudinalement, le profil théorique obtenu avec ν constant ne se confondrait avec la courbe expérimentale que sur une partie de la colonne de plasma. De ce fait, ν est indépendant de la puissance.

3.2. ETUDE DE LA FREQUENCE DE COLLISION EFFECTIVE

La fréquence de collision effective s'écrit (32) :

$$\nu = -\frac{4\pi}{3} \int \nu(v) \frac{df}{dv} v^3 dv \qquad \text{(IV.3.1)}$$

$\nu(v)$ étant la fréquence de collision pour le transfert de la quantité de mouvement qui s'exprime par la relation :

$$\nu(v) = p_o P_m(v) v$$

où p_o est la pression réduite et $P_m(v)$ la probabilité de collision pour le transfert de la quantité de mouvement.

Nous nous proposons de comparer les fréquences de collision expérimentales à celles calculées à partir de la relation (IV.3.1) compte tenu de quelques hypothèses :

- La fonction de distribution sera supposée maxwellienne. En effet dans le cas d'une décharge assez semblable à la nôtre (15),(33), un calcul statistique montre qu'elle est maxwellienne dans tout le domaine des collisions élastiques. De plus, nous avons vérifié que, dans notre cas, la condition

$$\frac{m}{M} \nu << \nu_{ee} << \nu$$

est pratiquement toujours satisfaite. Autrement dit, le temps de relaxation électron-neutre défini par $\frac{M}{m\nu}$ est plus grand que le temps de maxwellianisation des électrons entre eux. De ce fait (34), l'hypothèse d'une fonction de distribution maxwellienne apparaît satisfaisante. Nous avons, à titre d'exemple, reporté quelques résultats sur le tableau suivant :

GAZ PRESSION	$\frac{m}{M}\nu$ (s^{-1})	ν_{ee} (s^{-1})	ν (s^{-1})
ARGON 50 mT	$4.2\ 10^3$	$6.7\ 10^6$	$3.1\ 10^8$
ARGON 1 T	$2.4\ 10^4$	$1.7\ 10^7$	$1.8\ 10^9$
NEON 1 T	$3.1\ 10^4$	$4.1\ 10^7$	$1.2\ 10^9$

(Nous verrons plus loin comment la température électronique nécessaire au calcul de ν_{ee} est évaluée).

Nous obtenons ainsi, avec cette hypothèse, une relation entre $\frac{\nu}{p_o}$ et la température électronique. Le calcul exact est fait en appendice 2.

- La température électronique est supposée la même que celle d'une colonne positive contrôlée par diffusion (35) pour le même produit p.a (p étant la pression du gaz et a le rayon du tube).

Ces deux hypothèses nous permettent d'obtenir ainsi, en fonction de la pression, la fréquence de collision effective qu'on qualifiera de théorique.

D'après les figures (IV.3.1) et (IV.3.2), à faible pression, les fréquences de collision expérimentales sont du même ordre de grandeur que celles obtenues théoriquement ν_{th} (courbes en trait plein). Par contre, quand la pression augmente (approximativement à partir de 1 torr), la fréquence de collision expérimentale croît moins vite que ν_{th}.

Cette différence obtenue, à partir de 1 torr, peut être due soit à la non validité des hypothèses :

. fonction de distribution maxwellienne
. théorie de la colonne positive

soit à des erreurs expérimentales ; en particulier pour le calcul de ν_{th}, nous prenons pour la pression réduite :

$$p_o = \frac{P_{mesurée}}{300\ K}$$

Or, à haute pression, la température du gaz est certainement très upérieure à 300 K (15) et cela entraine une erreur sur la détermination de p_o.

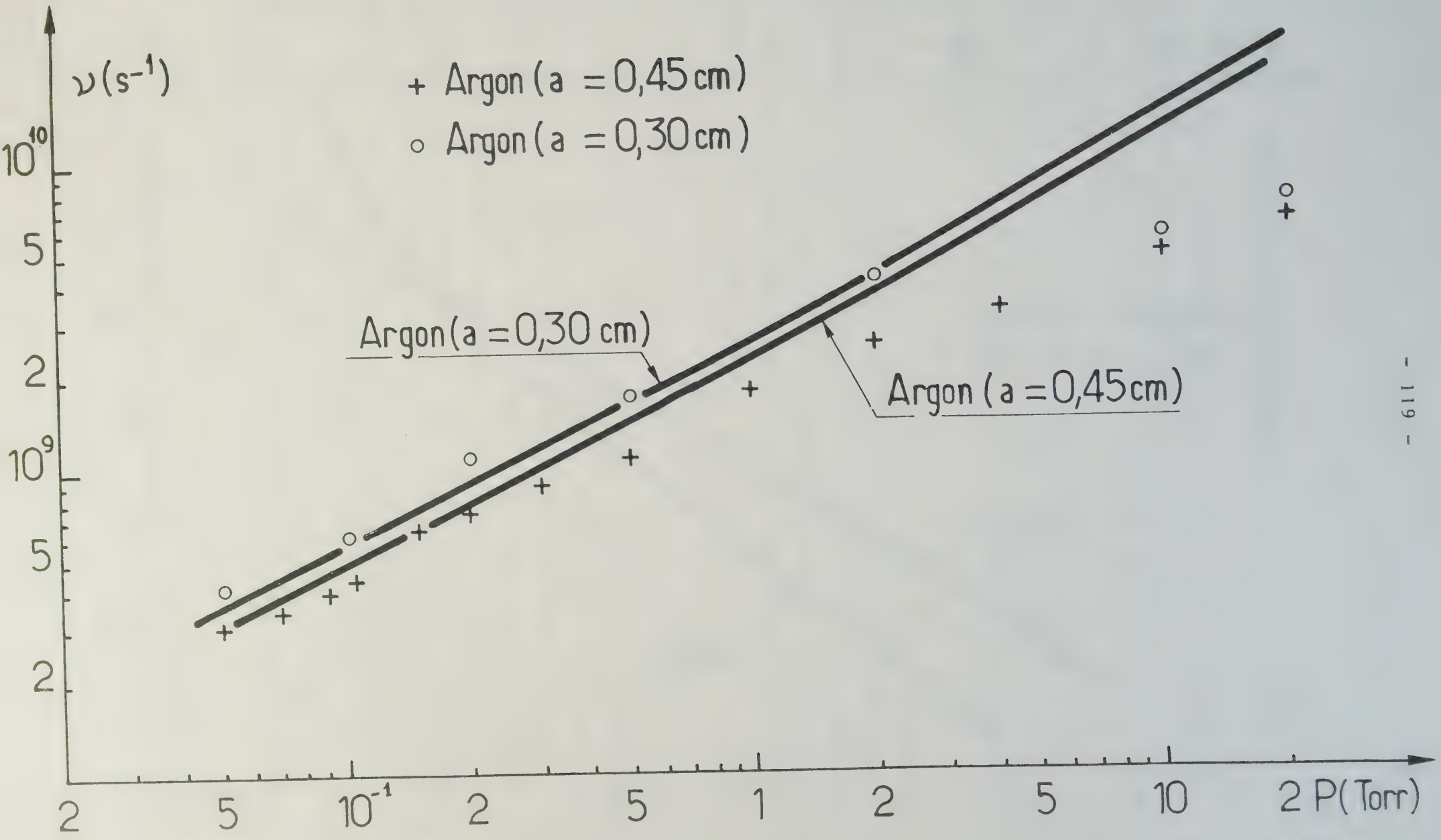

FIGURE (IV.3.1) : Variation de la fréquence de collision effective en fonction de la pression pour l'argon

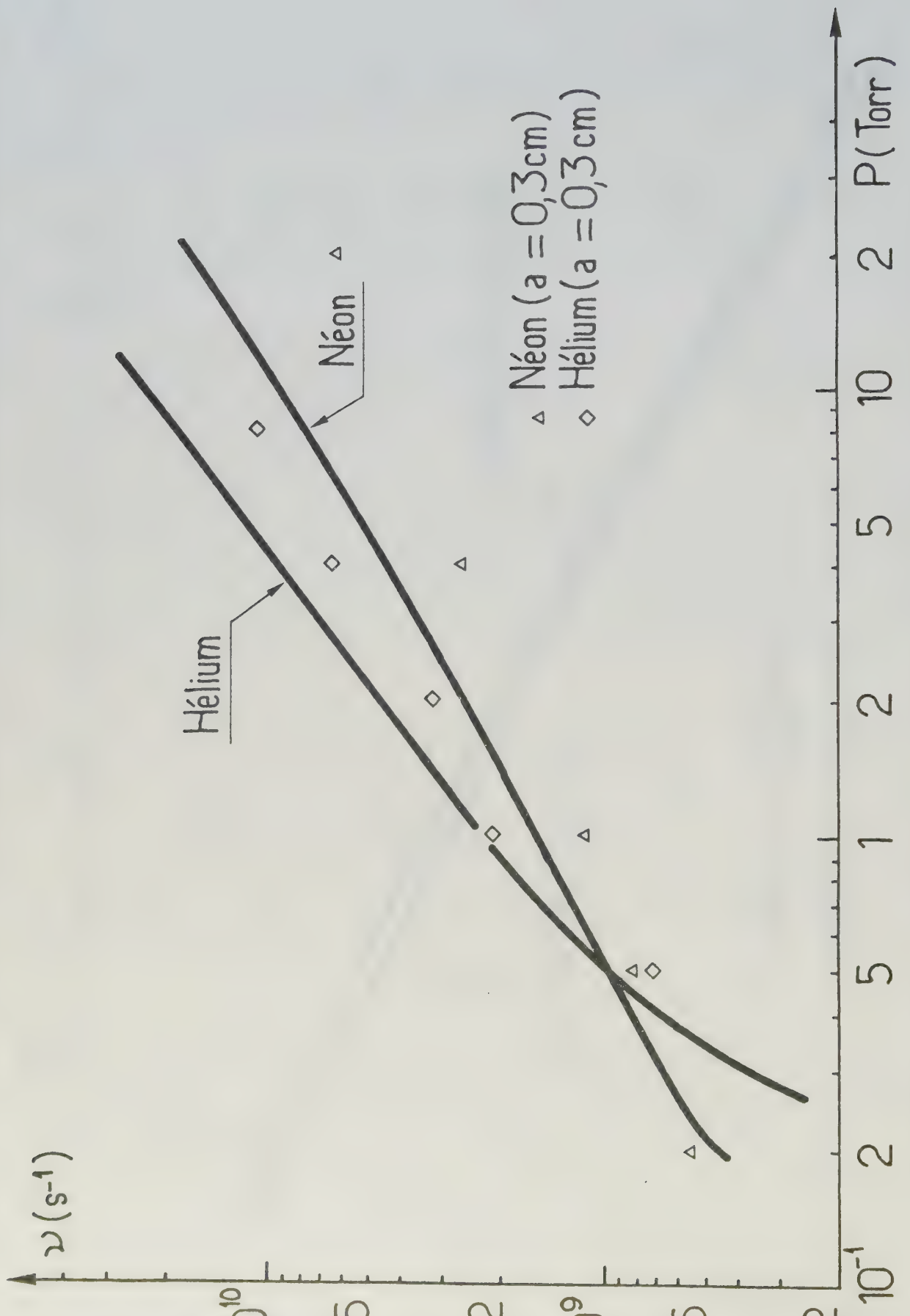

FIGURE (IV.3.2) : Variation de la fréquence de collision effective en fonction de la pression pour le néon et l'hélium

3.3. TEMPERATURE ELECTRONIQUE

A partir des fréquences de collision effectives obtenues expérimentalement et en utilisant les courbes $\frac{\nu}{p_o} = f(T_e)$ représentées dans l'appendice 2, il est possible de déterminer une température électronique.

Sur la figure (IV.3.3), nous avons comparé pour l'argon et le néon les températures électroniques obtenues ainsi, en fonction du produit p.a, à celles d'une colonne positive (C.P.) contrôlée par diffusion.

A faible pression, du moins dans l'argon, les températures électroniques moyennes sont du même ordre de grandeur que celles de la colonne positive. Au-dessus de 1 torr (p.a ≃ 0.45 torr.cm), elles sont plus faibles. Ceci peut éventuellement s'expliquer de la même manière que précédemment, la pression réduite étant plus petite que celle utilisée dans le calcul de T_e.

Pour conclure, dans la décharge, la fréquence de collision ne varie pas le long de la colonne de plasma. Ceci entraîne sans doute que la température électronique est constante, et peut s'expliquer par le fait que l'énergie électrique dans le plasma varie très peu longitudinalement. Par contre, les études radiales de ce type de décharge (36) montrent qu'en raison de l'inhomogénéité radiale du champ électrique, la température électronique dépend du rayon. Par conséquent, ce que nous avons calculé est une température moyenne dans une section du tube.

En conséquence, pour pouvoir interpréter les résultats correctement, il faudrait faire simultanément une étude longitudinale et radiale.

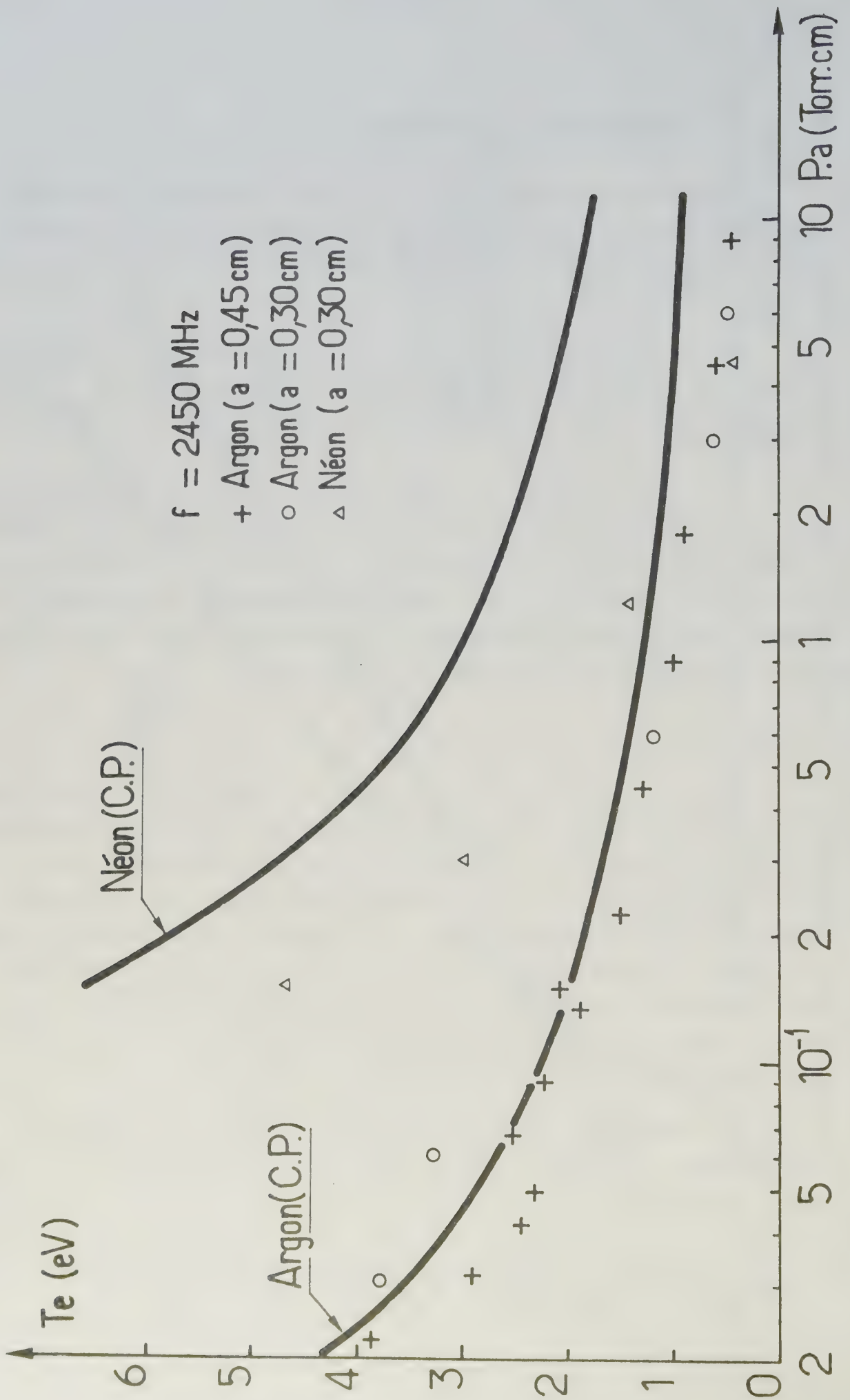

FIGURE (IV.3.3) : Température électronique en fonction de p.a. (p : pression, a : rayon du tube)

4. VARIATION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE AU NIVEAU DU GAP ET DE LA LONGUEUR DU PLASMA

Il nous semble intéressant de déterminer des lois empiriques donnant les variations de la densité électronique au niveau du gap et de la longueur du plasma en fonction des paramètres extérieurs (pression, puissance de l'onde, rayon du tube...). Ces lois sont surtout utiles dans le cadre expérimental car elles permettent de mieux comprendre l'influence des divers paramètres sur les caractéristiques du plasma.

4.1. DENSITE ELECTRONIQUE AU NIVEAU DU GAP

Ainsi que nous l'avons signalé, la densité électronique n_1 au niveau du gap joue un rôle prépondérant dans la détermination du profil. Nous allons tout d'abord étudier son évolution en fonction de la fréquence de collision effective. Cette loi peut être obtenue théoriquement en connaissant la loi de variation de θ en fonction de ν.

En effet, d'après (III.4.9), nous avons au niveau du gap :

$$n_1 = \frac{2\alpha_1 P_{inc_1}}{\theta S} \qquad (IV.4.1)$$

A titre d'exemple, pour le tube de rayon a = 0.45 cm et les densités comprises entre 10^{12} et 10^{13} cm^{-3}, l'atténuation peut être approximée avec une bonne précision d'après le paragraphe (III.4.3) par :

$$\alpha \simeq \frac{42\nu}{n} \qquad (IV.4.2)$$

et sachant que pour l'argon $\theta \simeq 0.7\ \nu^{-1.32}$, on peut calculer la densité n_1 d'après l'expression (IV.4.1). On obtient alors :

$$n_1 = 13.7\ \nu^{1.16}\ \sqrt{P_{inc}}$$

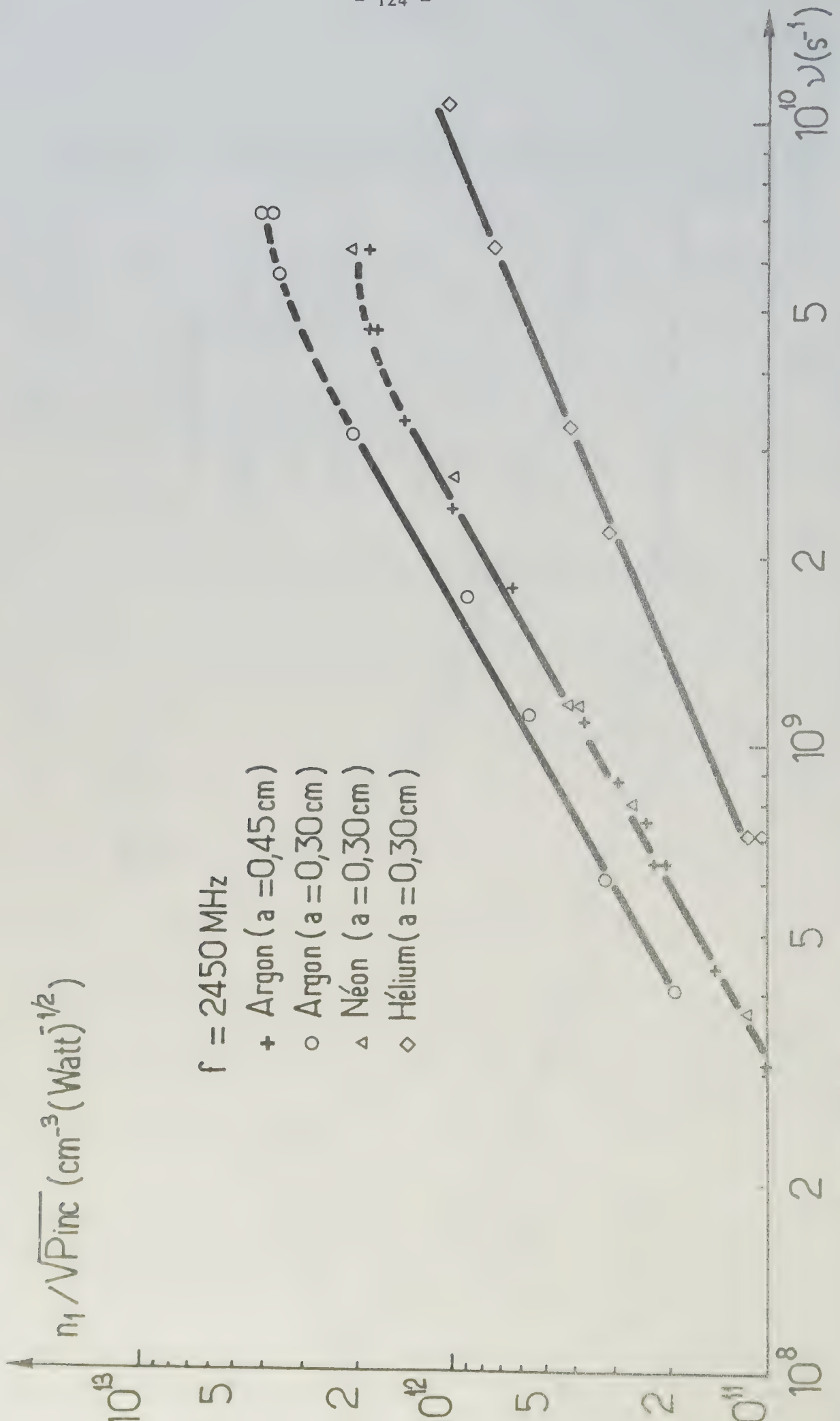

FIGURE (IV.4.1) : Densité au niveau du gap en fonction de la fréquence de collision

Expérimentalement, la mesure de n_1 donne $13.1\ \nu^{1.16}\ \sqrt{P_{inc}}$. Les résultats obtenus pour divers gaz, valables uniquement pour n_1 inférieure à 10^{13} cm^{-3}, sont reportés sur le tableau ci-dessous :

GAZ RAYON DU TUBE	Gamme de fréquence de collision ν en s^{-1}	$\frac{n_1}{\sqrt{P_{inc}}}$ en cm^{-3} $(watt)^{-1/2}$
ARGON a = 0.45 cm	$3\ 10^8 \leq \nu \leq 3\ 10^9$	$13.1\ \nu^{1.16}$
ARGON a = 0.3 cm	$4\ 10^8 \leq \nu \leq 5\ 10^9$	$20\ \nu^{1.16}$
NEON a = 0.3 cm	$4\ 10^8 \leq \nu \leq 2.7\ 10^9$	$13.1\ \nu^{1.16}$
HELIUM a = 0.3 cm	$7\ 10^8 \leq \nu \leq 1\ 10^{10}$	$3.5\ 10^3\ \nu^{0.85}$

Les courbes de $\frac{n_1}{\sqrt{P_{inc}}}$ obtenues à partir de ces lois, ainsi que les points expérimentaux sont représentés sur la figure (IV. 4.1). Le fait que ces courbes dans le cas du néon (a = 0.3 cm) et de l'argon (a = 0.45 cm) soient confondues est à notre avis tout simplement fortuit.

Pour l'expérimentateur, il est également intéressant d'avoir les lois de variations de n_1 en fonction de la puissance incidente et de la pression. Les courbes empiriques de $\frac{n_1}{\sqrt{P_{inc}}}$ en fonction de la pression ainsi que les points expérimentaux sont reportées sur la figure (IV.4.2). Nous résumons les lois empiriques établies sur le tableau ci-après.

Le fait le plus remarquable est que les lois de variation de $\frac{n_1}{\sqrt{P_{inc}}}$ en fonction de la pression sont les mêmes quel que soit le gaz. Nous n'avons pas trouvé d'explication plausible à ce phénomène.

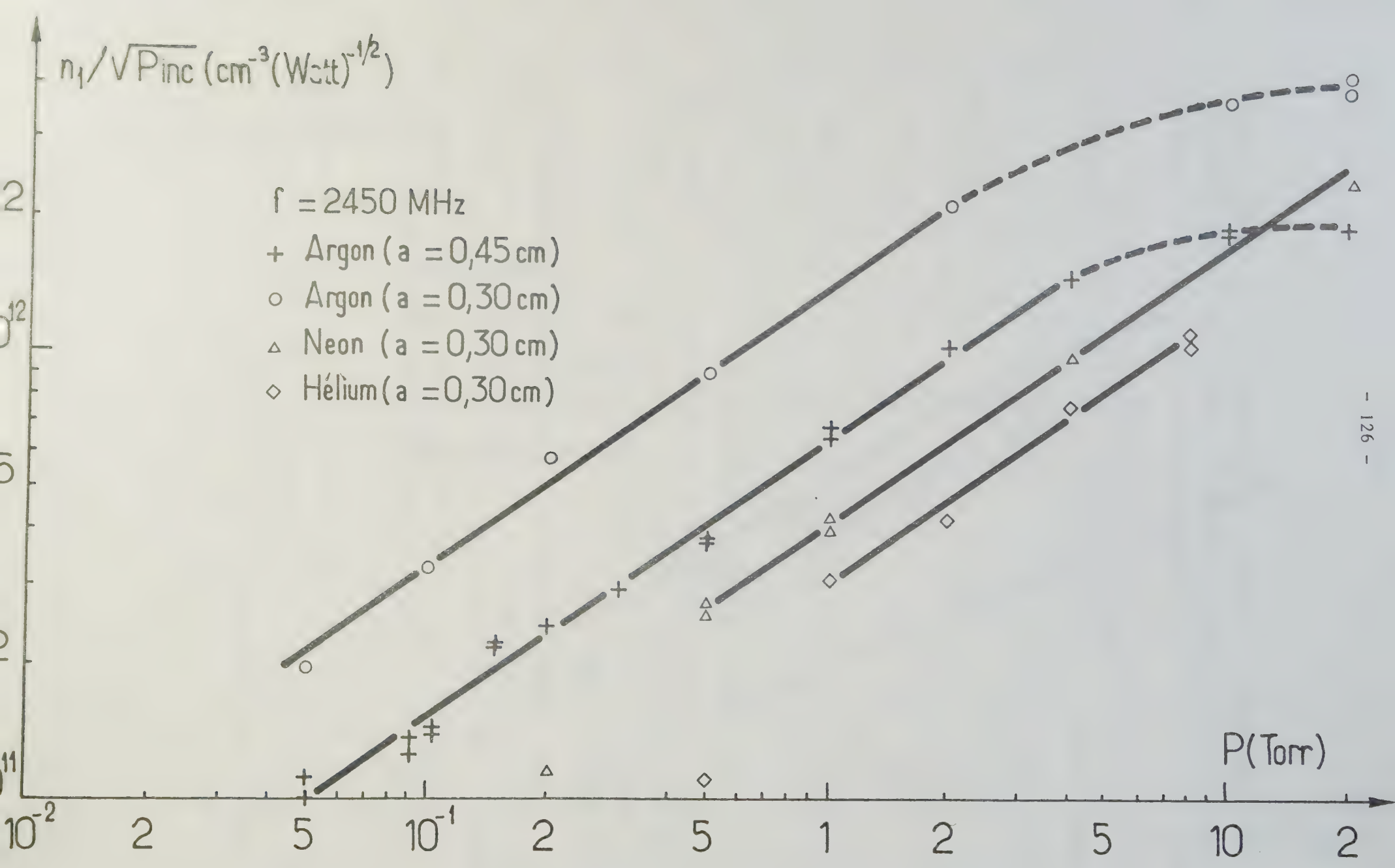

FIGURE (IV.4.2) : Densité au niveau du gap en fonction de la pression

GAZ RAYON DU TUBE	Gamme de pression p en torr	$\frac{n_l}{\sqrt{P_{inc}}}$ en cm^{-3} $(watt)^{-1/2}$
ARGON a = 0.45 cm	$0.05 \leq p \leq 4$	$6.4\ 10^{11}\ p^{0.63}$
ARGON a = 0.3 cm	$0.05 \leq p \leq 2$	$1.4\ 10^{12}\ p^{0.63}$
NEON a = 0.3 cm	$0.5 \leq p \leq 20$	$4.1\ 10^{11}\ p^{0.63}$
HELIUM a = 0.3 cm	$1 \leq p \leq 8$	$3\ 10^{11}\ p^{0.63}$

Par ailleurs, à partir de la densité électronique n_l, nous avons calculé les degrés d'ionisation α_i obtenus dans notre type de décharge. α_i s'écrit :

$$\alpha_i = \frac{n_l}{N} = 3.1\ 10^{-17}\ \frac{n_l}{p}$$

avec n_l la densité électronique en cm^{-3}, N la densité des neutres en cm^{-3} et p en torr. La température du gaz étant prise égale à 300 K.

Comme n_l varie en $k(P_{inc})^{0.5} p^{0.63}$, α_i s'écrit donc :

$$\alpha_i = 3.1\ 10^{-17}\ k\ \frac{p^{0.5}_{inc}}{p^{0.37}}$$

en remplaçant k par la valeur déduite du tableau précédent et en prenant, par exemple, P_{inc} = 100 W, on obtient le tableau ci-après.

En associant ces valeurs α_i à celles de la température électronique, on déduit d'après la référence (34) que le plasma appartient bien à la catégorie des plasmas intermédiaires.

GAZ RAYON DU TUBE	$\frac{\alpha_i}{10^{-5}}$ pour différentes pressions (p en torr)		
ARGON a = 0.45 cm	p = 0.05 60	p = 2 13	p = 20 3
ARGON a = 0.3 cm	p = 0.05 130	p = 2 28	p = 20 6
NEON a = 0.3 cm	p = 0.5 16	p = 2 10	p = 20 3.6
HELIUM a = 0.3 cm	p = 1 9	p = 2 7	p = 8 4

4.2. LONGUEUR DU PLASMA

Nous avons vu dans le paragraphe (III.4.3) que pour les densités inférieures à 10^{13} cm^{-3}, la longueur totale du plasma varie comme la densité n_1 et est inversement proportionnelle à ν. Ceci montre, d'après les lois de variation de n_1 avec la fréquence de collision effective que :

- la longueur du plasma varie sensiblement en $P_{inc}^{0.5}$ et croît lentement avec ν (donc la pression) dans le néon et l'argon pour les pressions inférieures à 4 torrs.

Au-dessus de 4 torrs, la densité n_1 atteint une saturation en fonction de ν et, comme L_t est inversement proportionnelle à ν, la longueur totale du plasma décroît quand ν (donc la pression) augmente pour une même puissance incidente. C'est effectivement ce qui a été observé expérimentalement.

Par ailleurs, pour l'hélium, à partir de 1 torr n_1 varie en $\nu^{0.85}\sqrt{P_{inc}}$, la longueur totale décroît donc lentement quand la pression augmente.

5. ETUDE DU BILAN ENERGETIQUE

Avant de faire l'étude du bilan énergétique, il est intéressant de comparer les lois de variation de θ, déterminées dans notre cas, à celles obtenues expérimentalement par Belousov (16) et théoriquement par Ferreira (36).

- Dans une décharge micro-onde assez semblable à la nôtre, nous avons déterminé, à partir des résultats publiés (16), la loi de variation approximative de θ avec la pression qui s'écrit dans l'argon

$$\theta \simeq p^{-0.8} \qquad 1 \text{ torr} < p < 20 \text{ torr}$$

Au-dessus de 20 torr , on observe une saturation. Cette loi est très proche de celle décrite précédemment ($\theta \simeq p^{-0.75}$). De plus, pour le néon et l'hélium, des valeurs très supérieures à celles de l'argon sont également obtenues $\left(\frac{\theta_{\text{néon}}}{\theta_{\text{argon}}} \simeq 5\right)$ et $\left(\frac{\theta_{\text{hélium}}}{\theta_{\text{argon}}} \simeq 10\right)$.

- Dans une description théorique de la distribution radiale des caractéristiques du plasma créé par une onde de surface, Ferreira (36) a effectué un bilan énergétique. A partir de celui-ci, on peut déduire d'une part que θ s'écrit approximativement pour l'argon à faible pression :

$$\theta \simeq p^{-0.7}$$

et, d'autre part, que la puissance absorbée par unité de volume est sensiblement proportionnelle à $\bar{n}^{+0.9}$ (pour $1\ 10^{11}\ \text{cm}^{-3} < \bar{n} < 6\ 10^{11}\ \text{cm}^{-3}$, $\bar{n}$ étant la densité moyenne sur la section). Ces lois de variation sont relativement conformes à nos résultats. Néanmoins, les valeurs théoriques de θ sont environ 6 fois plus petites que celles déterminées dans notre cas. A notre avis, l'une des raisons de cette différence tient à l'hypothèse d'homogénéité longitudinale du plasma faite par l'auteur.

Nous allons à présent nous intéresser à l'étude du bilan énergétique, ceci afin d'évaluer de façon approchée, sous quelle

forme l'énergie est dissipée dans le plasma. Pour un électron, on peut écrire (22) :

$$\frac{1}{2}\frac{e^2}{m\nu}\left(\frac{\nu E}{\omega}\right)^2 = \frac{3m}{M}\nu k T_e + \nu_i eV_i + \sum_j \nu_j eV_j \qquad \text{(IV.5.1)}$$

Le membre gauche de cette équation représente l'énergie gagnée par unité de temps par un électron dans le champ électrique E. Le membre de droite représente les pertes, ν_i étant la fréquence d'ionisation, V_i le potentiel d'ionisation, ν_j la fréquence des collisions conduisant au niveau j de potentiel V_j et M la masse de l'ion.

En intégrant sur une section de la colonne de plasma l'équation (IV.5.1), on obtient :

- Pour le membre de gauche, la puissance absorbée par unité de longueur qui est égale dans notre cas à $\theta S\bar{n}$
- Pour le membre de droite, du fait que ν_i, ν_j et T_e dépendent du champ électrique, ils varient par conséquent avec le rayon. On obtient donc une moyenne de ces grandeurs sur la section.

On peut alors écrire :

$$\theta = \frac{3m}{M}\nu k\bar{T}_e + \bar{\nu}_i eV_i + \sum_j \bar{\nu}_j eV_j \qquad \text{(IV.5.2)}$$

En mettant $\bar{\nu}_i$ en facteur, on aboutit à :

$$\theta = \bar{\nu}_i W_i \qquad \text{(IV.5.3)}$$

où W_i est l'énergie perdue en moyenne pour la formation d'une paire ion-électron, donnée par :

$$W_i = eV_i + \frac{3m}{M}\frac{\nu}{\bar{\nu}_i} k\bar{T}_e + \sum_j \frac{\bar{\nu}_j}{\bar{\nu}_i} eV_j \qquad \text{(IV.5.4)}$$

La détermination de $\bar{\nu}_i$ est donc nécessaire à l'évaluation de W_i. Dans ce qui suit, ce calcul sera effectué uniquement dans le cas de l'argon (a = 0.45 cm).

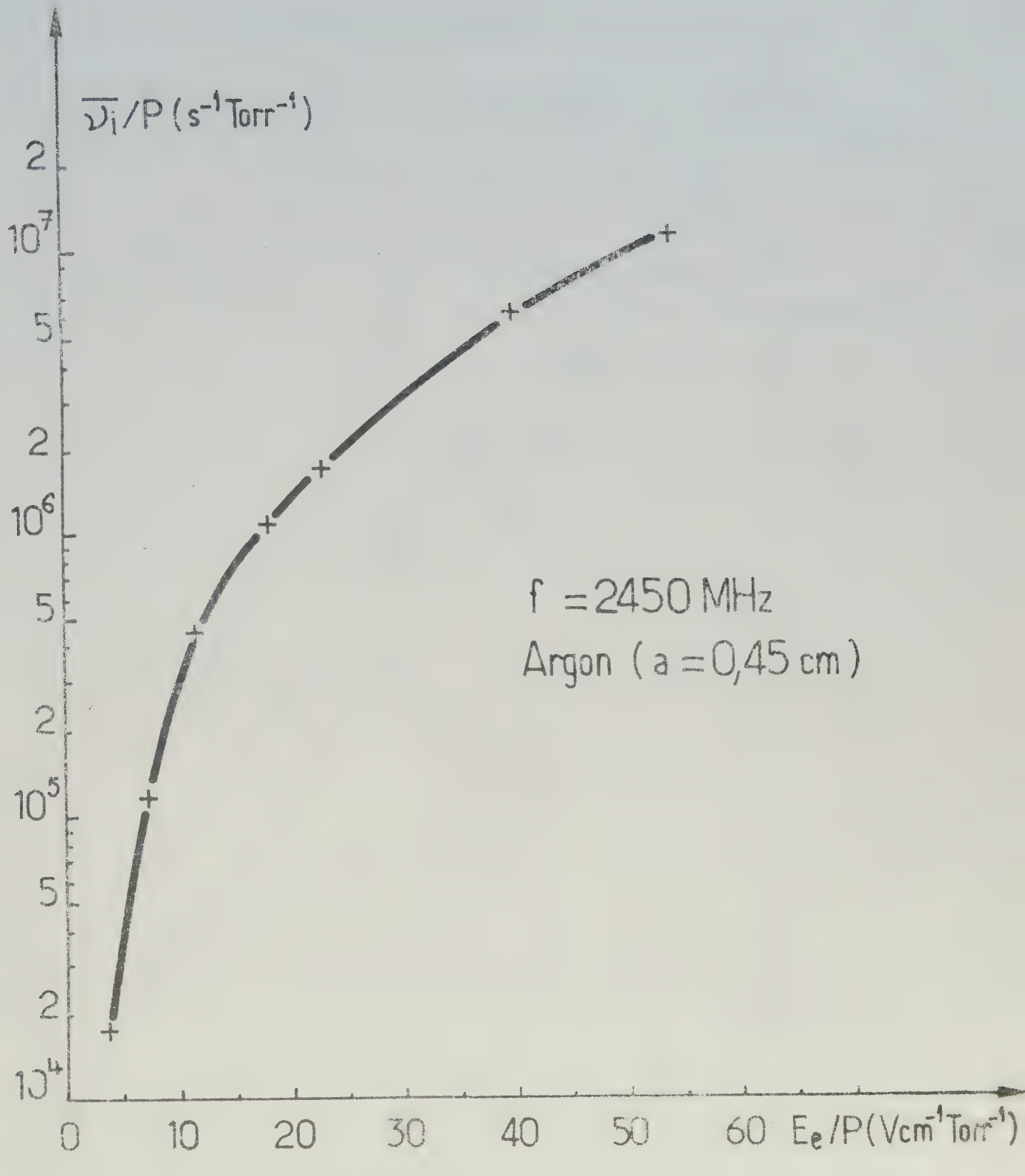

FIGURE (IV.5.1) : Fréquence d'ionisation

5.1. CALCUL DE LA FREQUENCE D'IONISATION $\bar{\nu}_i$

Le calcul de la fréquence d'ionisation $\bar{\nu}_i$ a été effectué à partir de la température électronique moyenne obtenue précédemment et compte tenu de quelques hypothèses :

- La fonction de distribution est maxwellienne

- La section efficace d'ionisation est approximée par la relation donnée par Delcroix (34) :

$$\sigma = a'(U - U_i)$$

a' étant une constante dépendante du gaz.
Dans ces conditions, $\bar{\nu}_i$ est égale à :

$$\nu_i \simeq 5.6\ 10^7\ p\left(\frac{k\bar{T}_e}{e}\right)^{3/2}\left[1 + \frac{eV_i}{2k\bar{T}_e}\right]\exp\left(-\frac{eV_i}{k\bar{T}_e}\right) \qquad \text{(IV.5.5)}$$

La figure (IV.5.1) donne les valeurs de $\frac{\bar{\nu}_i}{p}$ en fonction de $\frac{E_e}{p}$ (pour être cohérent avec la littérature) où E_e est le champ effectif calculé en (r = a) et défini par (37)

$$E_e = \frac{\nu}{\omega} E(r=a) \qquad \text{(IV.5.6)}$$

avec $$E(r=a) = \sqrt{E_z^2(r=a) + E_r^2(r=a)}$$

Avant de continuer, il est important de faire quelques remarques sur le champ effectif calculé pour nos conditions expérimentales.

Le champ effectif est sensiblement constant le long de la colonne. En effet d'après notre modèle théorique le champ E(r=a) varie peu longitudinalement et, de plus, ν est constant. Sur le tableau (5.1), nous avons reporté les valeurs obtenues dans le cas de l'argon (a = 0.45 cm) qui nous intéresse précisément et, à titre comparatif, celles de l'argon (a = 0.3 cm), de l'hélium et du néon.

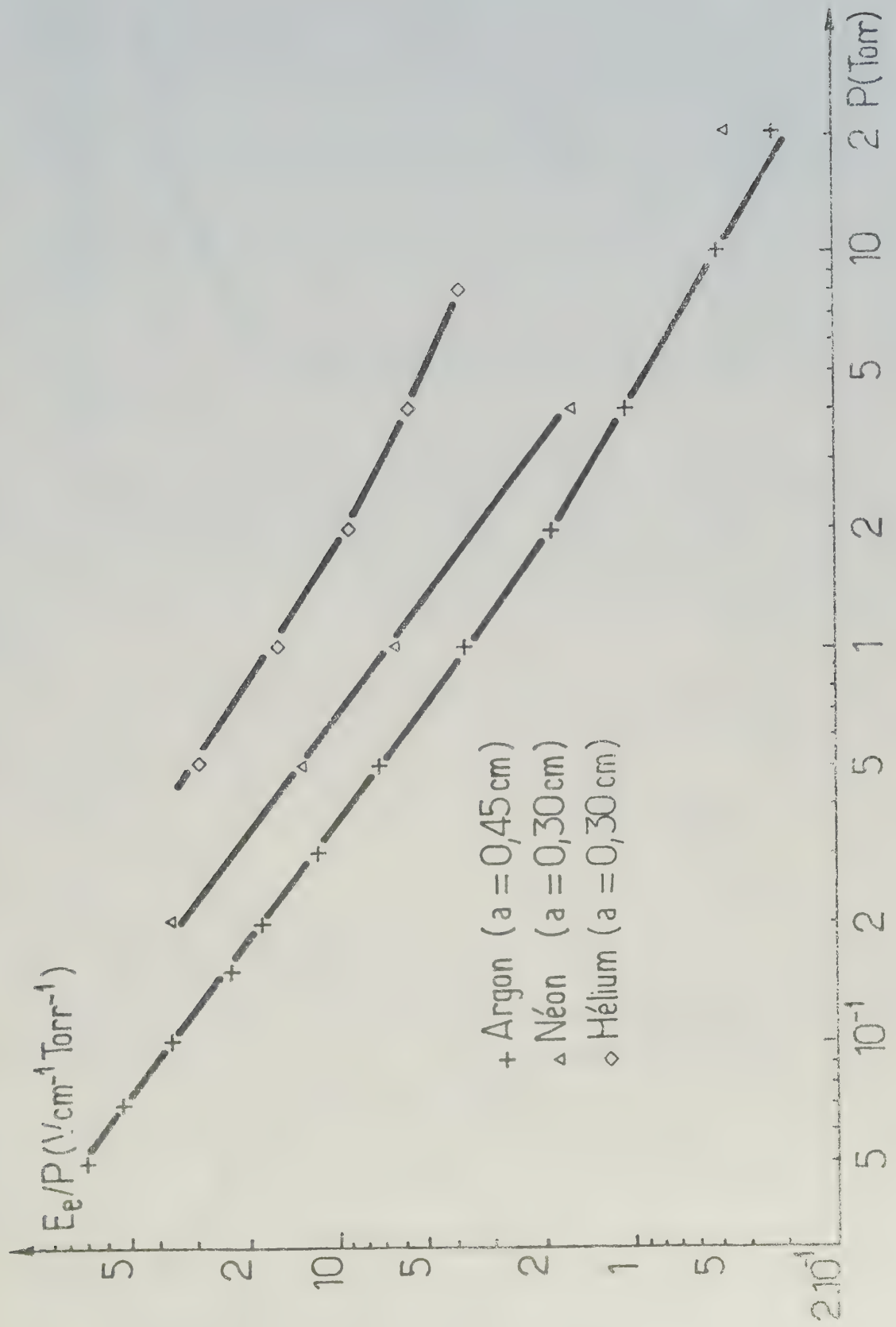

FIGURE (IV.5.2) : Champ effectif

GAZ Rayon du tube	Gamme de pression p en torr	E_e (r=a) en V cm^{-1}
ARGON a = 0.45 cm	$0.05 \leq p \leq 2$	3.6
ARGON a = 0.3 cm	$0.05 \leq p \leq 2$	4.4
NEON a = 0.3 cm	$0.2 \leq p \leq 2$	6.6
HELIUM a = 0.3 cm	$0.5 \leq p \leq 2$	16

TABLEAU (5.1)

Au-dessus de 2 torrs, E_e croît lentement avec la pression. Nous avons représenté le rapport $\frac{E_e}{p}$ en fonction de la pression pour les différents gaz sur la figure (IV.5.2).

5.2. DETERMINATION DE W_i

Compte tenu de l'équation (IV.5.3), W_i s'écrit :

$$W_i = \frac{\theta}{\bar{\nu}_i}$$

D'après la figure (IV.5.3), on remarque que l'énergie W_i obtenue décroît quand $\frac{E_e}{p}$ croît. En outre, cette décroissance est beaucoup plus lente pour les grandes valeurs de $\frac{E_e}{p}$, W_i tendant vers une valeur limite. Il est à noter que cette valeur limite est celle équivalente à l'énergie perdue pour former une paire ion-électron dans un gaz par un faisceau de particules ionisantes. Dans le cas de l'argon, elle est de 27 eV (38).

Par ailleurs, afin d'évaluer approximativement les proportions d'énergies perdues en moyenne par collisions élastiques et inélastiques, nous avons défini un certain nombre de grandeurs :

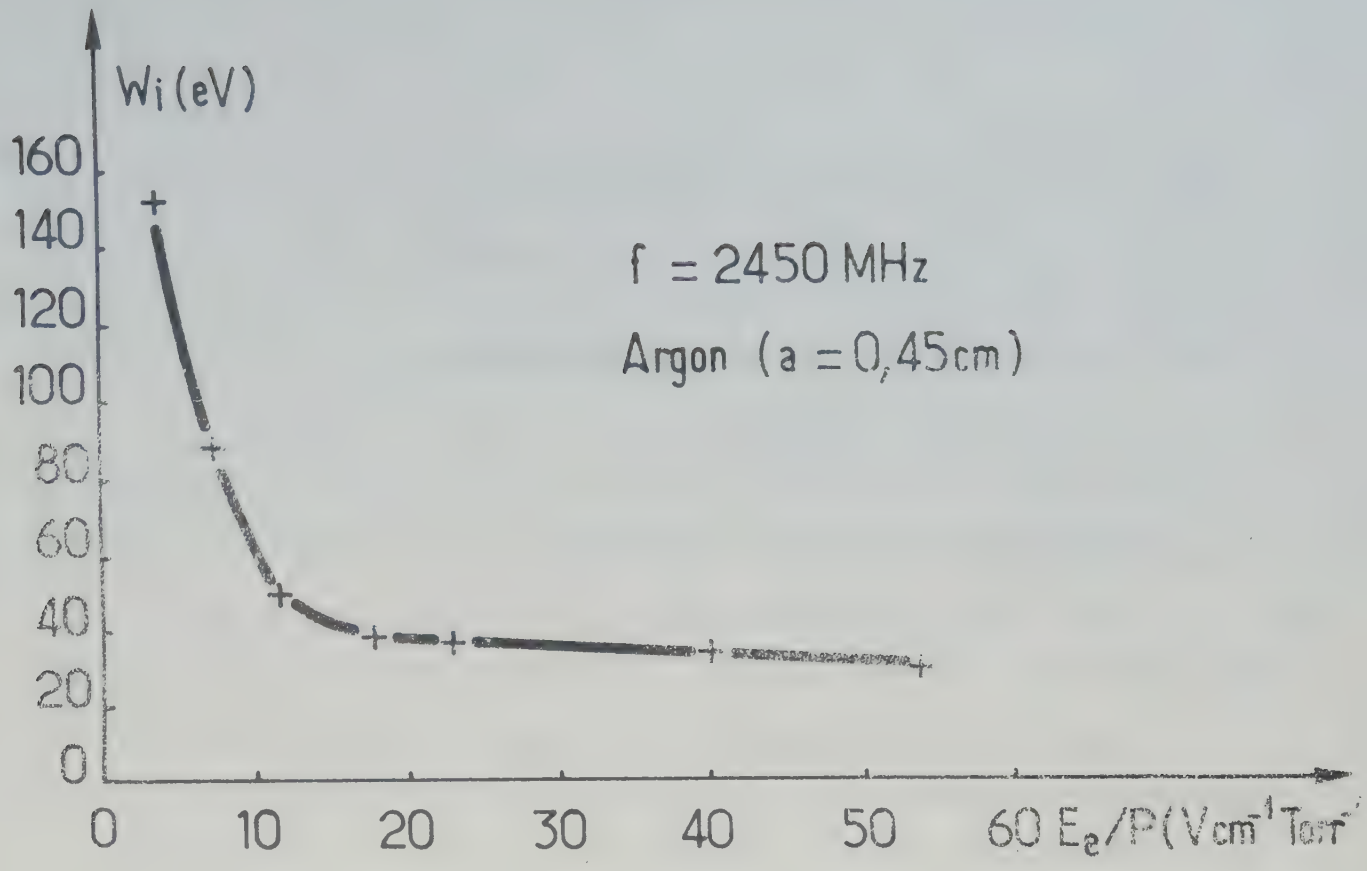

FIGURE (IV.5.3) : Energie nécessaire à la formation d'une paire ion-électron

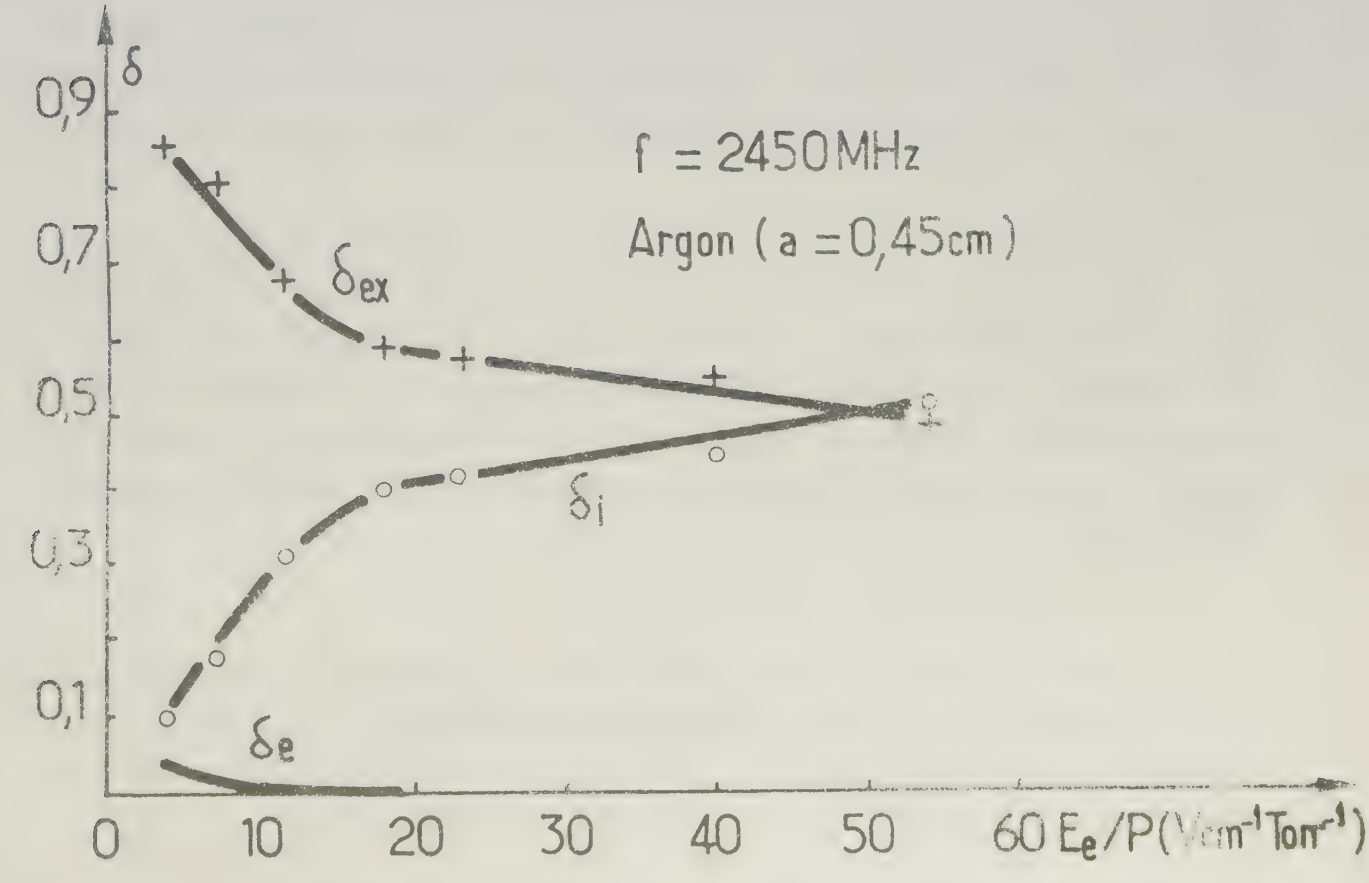

FIGURE (IV.5.4) : Proportions d'énergies perdues par collisions élastiques et inélastiques

- Pour les pertes par collisions élastiques :

$$\delta_e = \frac{U_{e\ell}}{\theta} \quad \text{avec} \quad U_{e\ell} = \frac{3m}{M}\nu k\bar{T}_e$$

- Pour les pertes par collisions ionisantes :

$$\delta_i = \frac{\bar{\nu}_i eV_i}{\theta}$$

- Enfin pour les pertes par excitation

$$\delta_{ex} = 1 - \delta_e - \delta_i$$

Nous avons représenté sur la figure (IV.5.4) ces trois grandeurs en fonction de $\frac{E_e}{p}$. Nous remarquons qu'aux grandes valeurs de $\frac{E_e}{p}$, l'énergie perdue par ionisation et par excitation sont du même ordre de grandeur ; l'énergie perdue par collisions élastiques est négligeable.

Par la suite, les pertes par ionisation diminuent avec $\frac{E_e}{p}$, alors que celles par collisions élastiques augmentent mais demeurent inférieures à 10 %. Les pertes par excitation deviennent donc prépondérantes à faible $\frac{E_e}{p}$. Ces observations sont globalement conformes à celles obtenues dans les références (39), (40).

Ce bilan énergétique n'est qu'une description approchée des processus de pertes dans le plasma compte tenu des hypothèses faites. En effet, dans le calcul de $\bar{\nu}_i$, on ne tient pas compte, par exemple, de tous les processus d'ionisation. Néanmoins, ce bilan permet d'avoir un aperçu de l'évolution avec le champ effectif et la pression des différents mécanismes de dissipation d'énergie.

Pour conclure, l'hypothèse selon laquelle θ est indépendant de la puissance est vérifiée expérimentalement. Ceci montre que le modèle théorique décrit d'une manière très satisfaisante le profil longitudinal de la densité électronique.

Il est intéressant de noter que ce profil peut être déterminé uniquement par la connaissance de la loi qui lie l'atténuation de l'onde à la densité électronique. Par contre, la relation qui lie la puissance de l'onde et la densité électronique nécessite la connaissance du facteur θ.

Par la suite, l'application du modèle théorique permet de calculer la fréquence de collision effective ν à partir de $n = f(z)$ obtenue pour des conditions expérimentales données.

Enfin, les observations effectuées d'une part sur ν et d'autre part sur le bilan énergétique montrent que les résultats obtenus sont cohérents.

o o
o

CONCLUSION

Ce travail est une contribution à l'amélioration des connaissances sur les plasmas créés par une onde de surface. Un modèle théorique a été élaboré. Il est basé sur :

- L'étude de la propagation de l'onde de surface

- L'hypothèse que la puissance absorbée de l'onde est proportionnelle au nombre d'électrons créés dans le plasma, le facteur de proportionnalité θ étant indépendant de la puissance.

Expérimentalement, la validité de cette hypothèse a été vérifiée par la détermination du facteur θ dans le cas des gaz rares (argon, néon, hélium). De ce fait, tout ce qui découle du modèle théorique au niveau de l'évolution longitudinale de la densité électronique l'a été également.

L'application directe de ce modèle nous a permis de calculer la fréquence de collision effective ν pour chaque condition expérimentale. A partir de ν, une température électronique moyenne a été déduite en supposant la fonction de distribution maxwellienne. Ainsi, une description approchée des processus de pertes dans le plasma a pu être effectuée.

La description de la décharge pourrait être à présent améliorée en accomplissant simultanément une étude radiale et longitudinale du plasma. En outre, il serait intéressant d'exprimer les caractéristiques du plasma en fonction du champ électrique qui est, à notre avis, le paramètre essentiel dans ce type de décharge.

Une autre perspective à examiner serait d'essayer d'élargir l'application du modèle théorique aux gaz moléculaires. Ceci permettrait de disposer de données complémentaires pour prévoir le comportement de tels plasmas comparativement aux gaz rares.

Le défaut de tels plasmas, pour certaines applications, est l'inhomogénéité spatiale de la densité électronique. Pour cette raison, créer et maintenir le plasma par une double excitation de l'onde de surface serait intéressant à tenter. On peut espérer ainsi obtenir une répartition plus uniforme de la puissance de l'onde et tendre peut-être vers une homogénéité longitudinale de la densité électronique.

L'intérêt de tels plasmas, c'est, d'une part, leur stabilité et, d'autre part, la possibilité de les obtenir dans un domaine très étendu de pression et de puissance. Leur domaine d'application est actuellement la chimie des plasmas, les sources spectrales, les sources d'ions. Enfin la perspective de voir leur utilisation s'étendre à des décharges lasers semble envisageable.

Par ailleurs, une comparaison de ce type de décharge avec la colonne positive peut être fructueuse. En effet, dans la mesure où celle-ci est à présent bien connue, cette comparaison peut apporter d'une part des renseignements au niveau théorique, et d'autre part révéler les domaines d'application dans lesquels ce plasma peut se substituer plus efficacement à la colonne positive.

o o
o

APPENDICES : 1
2

APPENDICE 1

EQUATION DE DISPERSION

Pour obtenir l'équation de propagation de l'onde de surface, il nous faut résoudre les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla}.\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_o} \qquad \vec{\nabla}.\vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla}\wedge\vec{E} = -\mu_o \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \qquad \vec{\nabla}\wedge\vec{B} = \varepsilon_o \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J}$$

Pour une variation des grandeurs électromagnétiques en $e^{j\omega t}$ et en utilisant l'équation de conservation des particules, on obtient :

$$\vec{\nabla}\wedge\vec{E} = -j\omega\mu_o\vec{H} \quad (1) \qquad \vec{\nabla}.\vec{E} = 0 \quad (3)$$

$$\vec{\nabla}\wedge\vec{H} = j\omega\varepsilon_o\varepsilon_p\vec{E} \quad (2) \qquad \vec{\nabla}.\vec{H} = 0 \quad (4)$$

avec $\vec{B} = \mu_o\vec{H}$

$\vec{E}$ et $\vec{H}$ sont alors décomposés en composantes longitudinale et transverse :

$$\vec{E} = \vec{E}_T + \vec{i}_z E_z \quad (5) \qquad \vec{H} = \vec{H}_T + \vec{i}_Z H_z \quad (6)$$

et $$\vec{\nabla} = \vec{\nabla}_T + \vec{i}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (7)$$

En projetant les équations de Maxwell (1),(2),(3) et (4) sur l'axe Oz et sur un plan perpendiculaire à Oz pour une variation des grandeurs électromagnétiques en $e^{-j\beta z}$, en combinant par la suite ces équations, on obtient les équations de propagation des champs E_z et H_z :

$$\nabla_T^2 H_z + P^2 H_z = 0 \quad (8)$$

$$\nabla_T^2 E_z + P^2 E_z = 0 \quad (9)$$

avec $P^2 = -\beta^2 + k_o^2\varepsilon$ où ε est la permittivité du milieu relative à celle du vide.
Les champs transverses sont également obtenus, en fonction des champs longitudinaux, et s'expriment de la façon suivante :

$$\vec{E}_T = -\frac{j\beta}{P^2}\overrightarrow{\nabla_T E_z} + \frac{j\omega\mu_o}{P^2}[\overrightarrow{i_z \Lambda \nabla_T H_z}] \qquad (10)$$

$$\vec{H}_T = -\frac{j\beta}{P^2}\overrightarrow{\nabla_T H_z} - \frac{j\omega\varepsilon_o}{P^2}[\overrightarrow{i_z \Lambda \nabla_T E_z}] \qquad (11)$$

Dans le cas d'une structure cylindrique, les solutions des équations de la forme :

$$\nabla^2 F_z + P^2 F_z = 0 \qquad (12)$$

peuvent s'écrire $F_z = F_o R(r) e^{jm\varphi} e^{j\beta z}$.

Pour nous conformer à notre expérience, nous allons nous intéresser uniquement au cas de la symétrie azimutale (m = 0). L'équation (12) s'écrit alors :

$$\left[\frac{\partial^2}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right]R(r) + P^2 R(r) = 0 \qquad (13)$$

La solution de l'équation (13) est une combinaison de fonctions de Bessel. Suivant le signe de P^2, deux cas se présentent :

Si $P^2 > 0$ $\quad R(r) = AJ_o(Pr) + BY_o(Pr)$ (14)

Si $P^2 < 0$ $\quad R(r) = AI_o(Tr) + BK_o(Tr)$ (15)

avec $T^2 = -P^2$

Seul le mode plasma nous intéresse, la vitesse de phase doit donc être inférieure à la vitesse de la lumière (31). On obtient alors les solutions de propagation relatives aux champs E_z suivantes :

* milieu 1 : plasma

$$\varepsilon = \varepsilon_P \quad \text{d'où} \quad P^2 = -\beta^2 + k_o^2\varepsilon_P = -\frac{\omega^2}{v_\varphi^2} + \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega_P^2}{\omega^2}$$

Puisque v_φ est inférieure à c, P^2 est donc négatif.
E_z s'écrit donc

$$E_z = [AI_o(\Gamma r) + BK_o(\Gamma r)]e^{j(\omega t-\beta z)} \qquad (16)$$

avec $\Gamma^2 = -P^2 = \beta^2 - k_o^2\varepsilon_P$

Dans le plasma, en r = 0, le champ électrique E_z doit avoir une valeur finie et, par conséquent, la solution $K_o(\Gamma r)$ doit être exclue, il reste alors :

$$E_z = AI_o(\Gamma r)e^{j(\omega t-\beta z)} \qquad (17)$$

* milieu 2 : diélectrique

$$\varepsilon = \varepsilon_v \quad \text{d'où} \quad P^2 = -\beta^2 + k_o^2\varepsilon_v$$

Suivant la valeur de la vitesse de phase, deux cas se présentent :

- si $v_\varphi \geq \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_v}}$ $\qquad P^2 = -\beta^2 + k_o^2\varepsilon_v > 0$

$$E_z = [EJ_o(Sr) + FY_o(Sr)]e^{j(\omega t-\beta z)} \qquad (18)$$

avec $S^2 = P^2 = -\beta^2 + k_o^2\varepsilon_v$

- si $v_\varphi < \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_v}}$ $\qquad P^2 = -\beta^2 + k_o^2\varepsilon_v < 0$

$$E_z = [EI_o(Rr) + FK_o(Rr)]e^{j(\omega t-\beta z)} \qquad (19)$$

avec $R^2 = -P^2 = \beta^2 - k_o^2\varepsilon_v$

* milieu 3 : extérieur

$$\varepsilon = 1 \quad \text{d'où} \quad P^2 = -\beta^2 + k_o^2 < 0$$

$$E_z = [GI_o(Tr) + HK_o(Tr)]e^{j(\omega t-\beta z)} \qquad (20)$$

avec $T^2 = -P^2 = \beta^2 - k_o^2$

La résolution de l'équation (8) relative aux champs H_z donne pour ces derniers les mêmes expressions que celles obtenues pour E_z. Seules les constantes sont différentes.

1.1. CONDITIONS AUX LIMITES

- Entre les milieux (1) et (2) pour r = a et les milieux (2) et (3) pour r = b, on applique les conditions aux limites entre deux diélectriques. Ceci se traduit par la continuité des champs E_z et H_φ (H_φ : champ magnétique donné par l'équation (11)) pour le mode TM, et par la continuité des champs H_z et E_φ (E_φ : champ électrique donné par l'équation (10)) pour le mode TE.

- Entre le milieu 3 (extérieur) et le guide, si d est le rayon du guide, les champs $E_z(r=d)$ et $H_\varphi(r=d)$ doivent être nuls pour le mode TM, de même pour les champs $H_z(r=d)$ et $E_\varphi(r=d)$ pour le mode TE.

D'après l'équation (20), le champ électrique E_z en r = d s'écrit donc :

$$E_z(r=d) = [GI_o(Td) + HK_o(Td)]e^{j(\omega t-\beta z)} = 0$$

Cette relation est toujours vérifiée si on choisit :

$$G = CK_o(Td) \quad \text{et} \quad H = -CI_o(Td)$$

Le champ électrique E_z s'écrit alors dans le milieu 3 :

$$E_z(r) = C[K_o(Td)I_o(Tr) - I_o(Td)K_o(Tr)]e^{j(\omega t-\beta z)} \qquad (21)$$

On obtient la même expression pour le champ H_z.

1.2. EQUATION DE DISPERSION

En appliquant les conditions aux limites, on obtient un système homogène de 8 équations à 8 inconnues (A,E,F,C) pour l'onde TM et (A',E',F',C') pour l'onde TE. On remarque que pour le mode à symétrie azimutale, les ondes TE et TM sont entièrement découplées. Pour que chacun de ces deux systèmes d'équations (onde TE et onde TM) soit compatible, il faut que le déterminant de chacun des deux systèmes soit nul. Ces déterminants sont donnés dans le tableau (1). La résolution de ces deux systèmes montre que seule l'onde TM peut satisfaire aux conditions aux limites.

1.3. CHAMPS

Tous les champs électromagnétiques s'expriment sous la forme $F(r)e^{j(\omega t-\beta z)}$, nous allons expliciter F(r) dans les différents milieux.

* milieu 1 : PLASMA

$$E_z = A\, I_o(\Gamma r)$$

$$E_r = A\, \frac{j\beta}{\Gamma}\, I_1(\Gamma r)$$

$$H_\varphi = A\, \frac{j\omega\varepsilon_o\varepsilon_P}{\Gamma}\, I_1(\Gamma r)$$

avec $\Gamma^2 = \beta^2 - k_o^2\varepsilon_P$

	A	C	E	F
$E_z(r=a)$	$I_o(\Gamma a)$	0	$-I_o(Ra)$ ou $-J_o(Sa)$	$-K_o(Ra)$ ou $-Y_o(Sa)$
$E_z(r=b)$	0	$[I_o(Td)K_o(Tb)-K_o(Td)I_o(Tb)]$	$I_o(Rb)$ ou $J_o(Sb)$	$K_o(Rb)$ ou $Y_o(Sb)$
$H_\varphi(r=a)$	$u\, I_1(\Gamma a)$	0	$-v\, I_1(Ra)$ ou $-v' J_1(Sa)$	$v\, K_1(Ra)$ ou $-v' Y_1(Sa)$
$H_\varphi(r=b)$	0	$-u'[K_o(Td)I_1(Tb)+I_o(Td)K_1(Tb)]$	$v\, I_1(Rb)$ ou $v' J_1(Sb)$	$-v\, K_1(Rb)$ ou $v' Y_1(Sb)$

déterminant 1 : onde TM ou onde E

avec $u = \frac{j\omega\varepsilon_o \varepsilon_p}{\Gamma}$, $v = \frac{j\omega\varepsilon_o \varepsilon_v}{R}$, $v' = \frac{j\omega\varepsilon_o \varepsilon_v}{S}$, $u' = \frac{j\omega\varepsilon_o}{T}$

	A'	C'	E'	F'
$H_z(r=a)$	$I_o(\Gamma a)$	0	$-I_o(Ra)$ ou $-J_o(Sa)$	$-K_o(Ra)$ ou $-Y_o(Sa)$
$H_z(r=b)$	0	$[I_o(Td)K_o(Tb)-K_o(Td)I_o(Tb)]$	$I_o(Rb)$ ou $J_o(Sb)$	$K_o(Rb)$ ou $J_o(Sb)$
$E_\varphi(r=a)$	$I_1(\Gamma a)$	0	$-\frac{t}{R} I_1(Ra)$ ou $-\frac{t}{S} J_1(Sa)$	$\frac{t}{R} K_1(Ra)$ ou $-\frac{t}{S} Y_1(Sa)$
$E_\varphi(r=b)$	0	$-\frac{t}{T}[K_o(Td)I_1(Tb)+I_o(Td)K_1(Tb)]$	$\frac{t}{R} I_1(Rb)$ ou $\frac{t}{S} J_1(Sb)$	$-\frac{t}{R} K_1(Rb)$ ou $\frac{t}{S} Y_1(Sb)$

déterminant 2 : onde TE ou onde H

avec $t = j\omega\mu_o$

TABLEAU (1)

* milieu 2 : DIELECTRIQUE

si $v_\varphi < \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_v}}$

$$E_z = [EI_o(Rr) + FK_o(Rr)]$$

$$E_r = \frac{j\beta}{R}[EI_1(Rr) - FK_1(Rr)]$$

$$H_\varphi = \frac{j\omega\varepsilon_o\varepsilon_v}{R}[EI_1(Rr) - FK_1(Rr)]$$

avec $R^2 = \beta^2 - k_o^2\varepsilon_v$

si $v_\varphi > \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_v}}$

$$E_z = [EJ_o(Sr) + FY_o(Sr)]$$

$$E_r = \frac{j\beta}{S}[EJ_1(Sr) + FY_1(Sr)]$$

$$H_\varphi = \frac{j\omega\varepsilon_o\varepsilon_v}{S}[EJ_1(Sr) + FY_1(Sr)]$$

avec $S^2 = k_o^2\varepsilon_v - \beta^2$

* milieu 3 : EXTERIEUR

$$E_z = C[K_o(Td)I_o(Tr) - I_o(Td)K_o(Tr)]$$

$$E_r = C\,\frac{j\beta}{T}[K_o(Td)I_1(Tr) + I_o(Td)K_1(Tr)]$$

$$H_\varphi = C\,\frac{j\omega\varepsilon_o}{T}[K_o(Td)I_1(Tr) + I_o(Td)K_1(Tr)]$$

avec $T^2 = \beta^2 - k_o^2$

1.4. NORMALISATION

A partir du déterminant 1, on déduit trois équations liant les constantes A,C,E et F. Le système est donc indéterminé. Afin de lever l'indétermination, il est donc nécessaire de trouver une quatrième équation. Pour cela, nous allons normaliser toutes les grandeurs électromagnétiques par rapport à la puissance incidente. En effet, le flux de puissance dans chacun des milieux est donné par :

$$P = \int_S (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \vec{i}_z \, dS \qquad (22)$$

$\vec{i}_z$: vecteur unitaire parallèle à z et S la surface du milieu considéré

et en prenant la puissance incidente totale (somme des flux de puissance dans chacun des milieux) égale à un watt, on obtient alors la quatrième équation. Ainsi les constantes A, C, E et F sont parfaitement déterminées.

o o
o

APPENDICE 2

CALCUL DE LA FREQUENCE DE COLLISION EFFECTIVE

La fréquence de collision électron-neutre pour le transfert de la quantité de mouvement dite fréquence de collision effective est définie par (32) :

$$\nu = -\frac{4\pi}{3}\int_o^\infty \nu(v)\,\frac{df}{dv}\,v^3 dv$$

avec $\nu(v) = p_o P_m(v) v$

p_o étant la pression réduite, $P_m(v)$ la probabilité de collision pour le transfert de la quantité de mouvement.

En supposant la fonction de distribution maxwellienne, on obtient alors

$$\nu = 4.46\ 10^7\ \frac{1}{\left(kT_e\right)^{5/2}}\ p_o \int_o^\infty P_m(u) u^2 \exp\left(-\frac{u}{kT_e}\right) du$$

kT_e et u sont exprimés en eV, $P_m(u)$ en cm^{-1} et p_o en torr.

En utilisant les sections efficaces de transfert de la quantité de mouvement obtenues dans la littérature, pour l'argon (41), pour le néon (1), (42), (43) et pour l'hélium (1), (44), nous avons calculé $\frac{\nu}{p_o}$ en fonction de la température électronique. Ces courbes sont représentées sur la figure (1)

o o
o

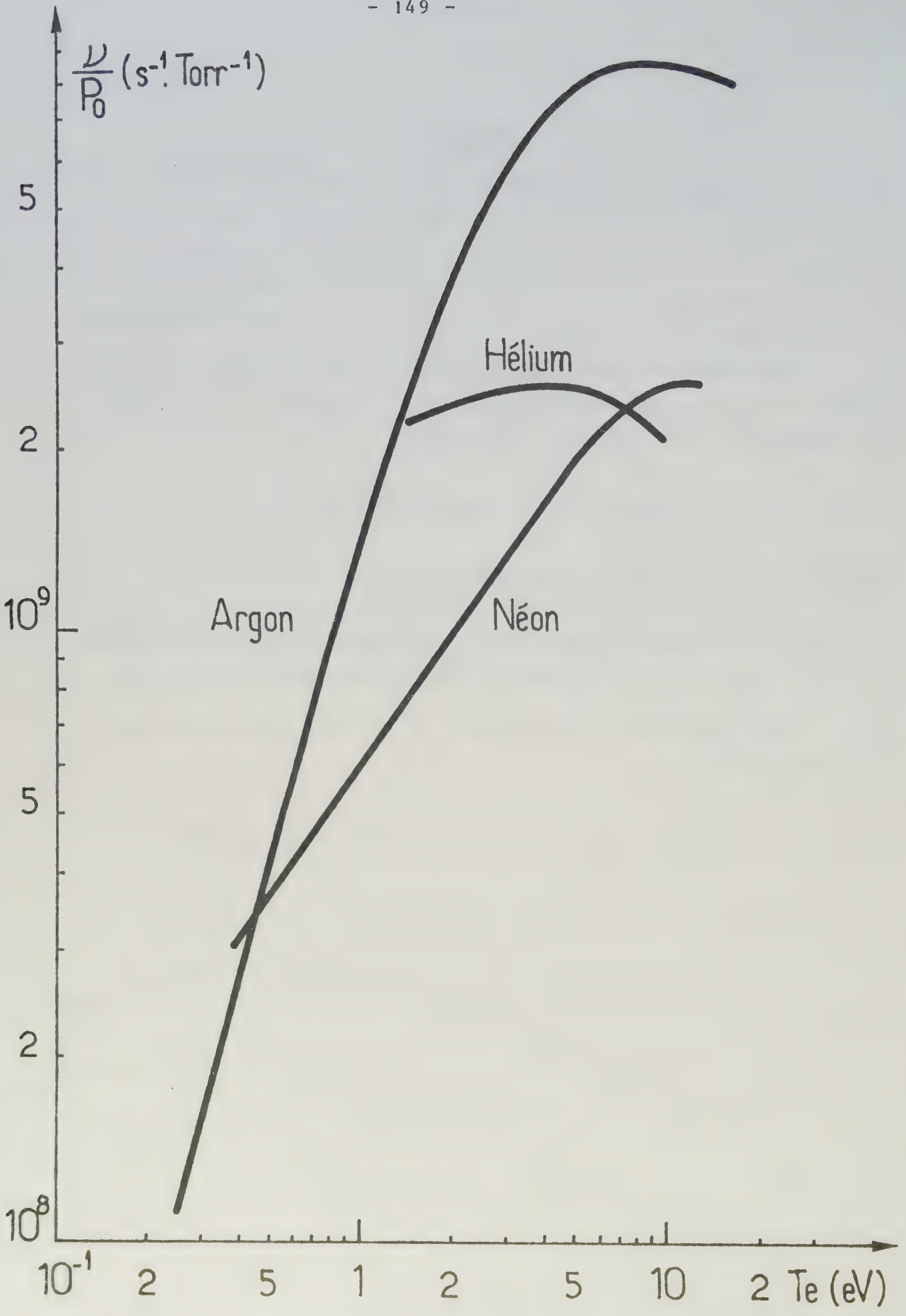

FIGURE (1) : Fréquence de collision effective

LISTE DES REFERENCES

1. A.D. Mac DONALD
Microwave breakdown in gases
John Wiley (1966)

2. R. MALLAVARPU, J. ASMUSSEN, and M.C. HAWLEY
I.E.E.E. Trans on Plasma Science, Vol. PS-6, p 341 (1978)

3. E. BLOYET, PH. LE PRINCE et H. MILLEON
J. Phys., Vol. 34, p 185 (1973)

4. J. ASMUSSEN et al.
Proc. I.E.E.E. 62, p 109 (1974)

5. J.L. DELCROIX et al.
"Plasma Waves in Space and Laboratory" p 195
Edinburg University Press (1969)

6. R.G. BOSISIO et al.
J. Micr. Power 7, p 325 (1972)

7. J.P. JOUINEAU et PH. LE PRINCE
Rapport interne L.P. 79, Lab. Phys. Plasmas Orsay (1968).

8. D.T. TUMA
Rev. Sci., Instrum. 41, p 1519 (1970)

9. PH. LEPRINCE, G. MATTHIEUSSENT, and W.P. ALLIS
J. Appl. Phys. 42, p 412 (1971)

10. M. MOISAN, C. BEAUDRY and PH. LEPRINCE
I.E.E.E. Trans. Plasma. Science, PS-3, p 55 (1975)

11. M. MOISAN et al.
Rapport interne, Université de Montréal (1980)

12. B. KAMPMANN
Z. Naturforsch, 34a, p 423 (1979)

13. N.Z. GERASIMOV et al.
X. Intern. Conf. on Phen. in Ion. Gases Oxford, p 149 (1971)

14. V.A. DOVZHENCKO and G.S. SOLNTZEV
XI. Intern. Conf. on Phén. in Ion. Gases, p 158 (1973)

15. E.V. BELOUSOV et al.
Sov. Phys. - Tech. Phys., 19, p 53 (1974)

16. E.V. BELOUSOV and A.P. MOTORNENKO
Sov. Phys. - Tech. Phys., 16, p 743 (1971)

17. V.I. ARKHIPENKO et al.
Sov. Phys. - Tech. Phys., 18, p 72 (1973)

18. V.E. GOLANT et al.
Sov. Phys. - Tech. Phys., 11, p 843 (1966)

19. M. MOISAN et al.
In Proc. of the 1976 I.E.E. Gas Discharge conf. (Swansea),
I.E.E. Conf. Publication 143, p 382

20. M. MOISAN et al.
Rapport interne, Université de Montréal (1978)

21. Z. ZAKREWSKI et al.
Plasma Phys., 19, p 77 (1977)

22. M. MOISAN et al.
Rev. de Phys. Appl., 15, p 1383 (1980)

23. A.W. TRIVELPIECE
Slow - Wave Propagation in Plasma Waveguides
San Francisco Press. (1967)

24. R.N. CARLILE
J. Appl. Phys., 35, p 1384 (1964)

25. W.P. ALLIS, S.J. BUCHSBAUM and A. BERS
Waves in Anisotropic Plasmas
The M.I.T. Press. (1963)

26. A. SHIVAROVA et al.
J. Phys. D., 3, p 383 (1975)

27. PH. LEPRINCE et J. MAREC
Rapport interne, L.P. 182, Lab. Phys. Plasmas. Orsay (1980)

28. P. NGHIEM
Thèse de 3ème cycle, Orsay (1981)

29. E. BLOYET, PH. LEPRINCE et J. MAREC
Rev. de Phys. Appl., 12, p 1719 (1977)

30. E. BLOYET et al.
To be published (1981)

31. PH. LEPRINCE
Thèse, Orsay (1966)

32. M.A. HEALD and C.B. WHARTON
Plasma Diagnostics with Microwaves
John Wiley (1965)

33. Yu. A. IVANOV et al.
Sov. Phys. - Tech. Phys., 21, p 830 (1976)

34. J.L. DELCROIX
Physique des Plasmas, Vol. 2
Dunod : Paris, (1966)

35. A. Von ENGEL
Ionized Gases
OXFORD, Clarendon Press. (1955)

36. C.M. FERREIRA
J. Phys. D., To be published, (1981)

37. S.C. BROWN
Basic Data of Plasma Physics
The M.I.T. Press. (1959)

38. J.D. DAUGHERTY
"Principles of Laser Plasmas" p 369
Edited by G. BEKEFI, Wiley-interscience (1976)

39. A.V. PROKOPOV et al.
Sov. Phys. - Tech. Phys., 21, p 1328-1333 (1976)

40. A.I. MAKSIMOV.
Sov. Phys. - Tech. Phys., 14, p 1500 (1969)

41. G.L. ROGOFF
M.I.T. Quart. Progress Rept. n° 90 (1969)

42. A. GILARDINI
Low Energy Electron Collisions in Gases
John Wiley (1972)

43. P. LABORIE, J.M. ROCARD J.A. REES
Sections efficaces électroniques coefficients macroscopiques
Vol. 1, Dunod : Paris (1968)

44. L.S. FROST and A.V. PHELPS
Phys. Rev., 136, A 1538 (1964)